



HAL
open science

Nouvelles architectures de détecteurs infrarouge à super-réseaux

Vignesh Arounassalame

► **To cite this version:**

Vignesh Arounassalame. Nouvelles architectures de détecteurs infrarouge à super-réseaux. Optique / photonique. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP019 . tel-03663412

HAL Id: tel-03663412

<https://theses.hal.science/tel-03663412>

Submitted on 10 May 2022

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.

Nouvelles architectures de détecteurs
infrarouge à super-réseaux
New architectures for infrared superlattices detector

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°572, ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Optique et techniques associées**
(Université Paris-Saclay, ONERA),
sous la direction d'**Isabelle RIBET-MOHAMED**, Ingénieure de recherche
(HDR), et le co-encadrement de **Philippe CHRISTOL**, Professeur

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 18 février 2022, par

Vignesh AROUNASSALAME

Composition du jury

Yvan SORTAIS Professeur, IOGS, Palaiseau	Président
Olivier GRAVRAND Ingénieur de recherche (HDR), CEA/Leti, Grenoble	Rapporteur & Examineur
Stefano BARBIERI Directeur de recherche, CNRS/IEMN, Lille	Rapporteur & Examineur
François JULIEN Directeur de recherche, CNRS/C2N, Palaiseau	Examineur
Francesca CAROSELLA Maîtresse de conférences, LPENS, Paris	Examinatrice
Marie DELMAS Recherche et Développement, IRnova, Kista	Examinatrice
Isabelle RIBET-MOHAMED Ingénieure de recherche (HDR), ONERA, Palaiseau	Directrice de thèse

Titre : Nouvelles architectures de détecteurs infrarouge à super-réseaux

Mots clés : détecteur infrarouge, super-réseaux, pixels clignotants

Résumé : Cette thèse effectuée au sein de l'équipe DOTA de l'ONERA Palaiseau, en collaboration étroite avec l'IES de l'Université de Montpellier, porte sur l'étude et la caractérisation électro-optique de détecteurs infrarouge à super-réseaux (SR). L'objectif était d'améliorer la compréhension du fonctionnement de l'architecture à « bariode » qui permet de réduire le courant d'obscurité du photodétecteur comparée à l'architecture classique PIN. Mes travaux se sont d'abord portés sur la viabilité de la filière pour le fonctionnement à haute température, par l'évaluation de deux critères essentiels sur un détecteur SR commercial refroidi à 80K : les pixels clignotants et leur impact sur la stabilité temporelle. L'étude montre un faible nombre de pixels clignotants et un impact limité. J'ai ensuite développé un banc cryogénique de caractérisation électro-optique pour des monoéléments SR InAs/GaSb LWIR 80K et SR InAs/InAsSb MWIR

150K. L'étude des monoéléments LWIR a montré des performances encourageantes, mais l'évaluation de son rendement quantique a été rendue difficile à cause d'une gravure particulière (dite « shallow-etch ») qui nécessite de prendre en compte une surface supplémentaire due à la diffusion latérale des porteurs photogénérés. C'est pourquoi, une démarche plus fine a été mise en place pour l'étude du SR InAs/InAsSb. Cette démarche m'a ensuite permis d'extraire les longueurs de diffusion des porteurs et d'en déduire les mobilités associées. Les valeurs extraites montrent que le transport par minibande, caractéristique fondamentale des SR, ne se fait pas à cause de mécanismes de diffusion élastiques. L'ensemble des résultats nous a permis d'établir une méthodologie standard d'étude et d'optimisation des bariodes SR et de confirmer la potentialité de la filière à haute température.

Title : New architectures for infrared superlattices detector

Keywords : infrared detector, superlattices, blinking pixels

Abstract : This thesis, carried out in the DOTA team of ONERA Palaiseau, in close collaboration with the IES of the University of Montpellier, deals with the study and the electro-optical characterization of superlattices infrared detectors (SL). The objective was to improve the understanding of the operation of the "bariodes" architecture (instead of the PIN diode) in order to reduce the dark current of the photodetector. My work first focused on the reliability for high temperature operation, by evaluating two key criteria on a commercial SL detector cooled at 80K : blinking pixels and their impact on the temporal stability. The study shows a low number of blinking pixels and a limited impact. I then developed a cryogenic bench for electro-optical characterization for the SL InAs/GaSb LWIR 80K and the SL InAs/InAsSb MWIR 150K monoelements. The study of LWIR

monoelements showed encouraging performances, but the evaluation of its quantum efficiency was made difficult because of a particular etching (called "shallow-etch") which requires to take into account an additional surface due to the lateral diffusion of the photogenerated carriers. This is why a more detailed approach was implemented for the study of the SL InAs/InAsSb. This approach allowed me to extract the diffusion lengths of the carriers and to deduce the associated mobilities. The extracted values show that the miniband transport, a fundamental characteristic of SLs, does not occur because of elastic scattering mechanisms. All the results allowed us to establish a standard methodology for the study and optimization of SL bariodes and to confirm their potentiality for high temperature operation.

À mes parents, j'espère vous avoir rendu fiers de moi.

Remerciements

LA RECHERCHE est un milieu qui reste teinté de mystère (et de fantasmes?) aux yeux de la majorité des personnes. On s'imagine des êtres enfermés dans des laboratoires, se posant des questions auxquelles ils cherchent à répondre par eux-mêmes. Loin de la société, ces personnes s'adonneraient à des expériences à la fois tout aussi bizarres que géniales, que seuls leurs compères peuvent comprendre. Cette image, bien que possédant une part de vérité, se doit d'être nuancée. Le doctorat est une aventure humaine avant tout, et comme toute aventure, elle est rythmée par différents événements et surtout des rencontres. C'est ici que je m'en vais exprimer ma gratitude profonde aux personnes qui ont participé à cette aventure.

Avant tout chose, je tiens à remercier l'Agence Innovation Défense (AID) et l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) d'avoir accepté de financer cette thèse ainsi que sa prolongation pour m'aider à terminer mon sujet de thèse impacté par le COVID (comme tant d'autres).

Je remercie mon jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de recherche. Olivier Gravrand et Stefano Barbieri pour leur travail méticuleux de rapporteur ; François Julien, Marie Delmas, et Jean-Christophe Peyrard pour votre participation très appréciée en tant que membres du jury et Yvan Sortais pour avoir présidé mon jury. Ce fut un honneur et une très grande joie d'échanger sur mes travaux, notre discussion très riche en nouveaux éléments a permis de lancer de nouvelles pistes de recherche et d'amélioration pour les super-réseaux.

Cette thèse ne serait pas aussi bien déroulée sans mes directeurs de thèse : Isabelle Ribet-Mohamed et Philippe Christol. Merci pour votre accompagnement, votre bienveillance et votre soutien sans faille. Vous avez toujours su me relancer sur le chemin de la recherche lorsque je me heurtais aux problèmes, qu'ils soient théoriques ou expérimentaux, me poussant ainsi à toujours me dépasser. Isabelle, merci pour ta grande disponibilité pour ma thèse, et ton courage face à mes incessantes questions sur les détecteurs infrarouge. Ta bonne humeur et ton regard critique sur les détecteurs m'ont particulièrement aidé au quotidien. Philippe, merci pour ta joie de vivre et tes précieux conseils. Ton intuition scientifique sur les semiconducteurs et tes analyses fines ont toujours fait mouche lorsque je me heurtais aux limites du savoir connu de la communauté.

Qu'aurais-je fait sans la famille CIO du DOTA ? J'ai eu la chance de pouvoir bénéficier du savoir-faire du labo sur les détecteurs, avec en plus la passion de chacun d'entre vous sur ses différents aspects, qui je pense peuvent se ressentir dans la multiplicité des thèmes abordés durant cette thèse.

Merci à la team "fraise tagada" (ou devrais-je plutôt dire "poulet curry" ?) que composent les joyeux (et astucieux) lurons Marcel, Michel, Marc et Sylvain que j'ai harcelé pour mes caractérisations électro-optiques de toutes sortes. Ces caractérisations n'auraient pas pu être possibles sans l'ingéniosité de Gilles dans les dessins mécaniques et la finesse de fabrication de Eric qui m'ont permis d'avoir des bancs expérimentaux dont les performances sont bluffantes en termes de descente en froid et de vide. Sylvie, Sophie merci à vous d'avoir toujours prodigué vos précieux conseils dans le dimensionnement des bancs et la recherche des paramètres faussant mon rendement quantique (fichu flux parasite, nous avons eu raison de lui au final!). Alain, merci à toi d'avoir toujours partagé une petite réflexion intéressante en dehors des sentiers battus par le labo. Julien, merci d'avoir pu suivre ma thèse de loin, malgré ton emploi du temps chargé entre tes fonctions de chef de labo et les différents projets auxquels tu participes. Les discussions que j'ai pu avoir avec toi ont toujours été fructueuses dans l'alimentation de ma réflexion tout au long de la thèse. Jérôme, même si je n'ai pas eu l'occasion de pouvoir beaucoup discuter avec toi malheureusement, les rares fois où je suis venu te voir lorsque toutes les pistes avaient été épuisées par l'équipe, tu as toujours su voir les choses sous un nouvel angle et me proposait de nouvelles solutions, et pour cela je t'en suis reconnaissant...

Je tiens également à remercier les personnes que j'ai pu côtoyer à l'IES Montpellier : Rodolphe, Ulysses, Maxime, Clara et Jean-Philippe, avec qui j'ai pu partager de très belles réflexions scientifiques mais aussi de très bons moments conviviaux à Montpellier. Merci encore pour votre accueil et la sympathie que vous m'avez témoigné à chacun de mes passages...

Lors de ma troisième année de thèse, j'ai eu la chance de pouvoir échanger sur le super-réseau Ga-free et aboutir à de si belles réflexions sur le transport grâce au consortium de l'ANR HOT MWIR. En particulier, merci à vous Francesca Carosella et Robson Ferreira du LPENS, pour nos nombreuses discussions sur la nature du transport, vous m'avez laissé entrevoir la justesse et l'ingéniosité de la mécanique quantique pour expliquer le transport électronique. Ces discussions ont été alimentées en parallèle des réflexions de Nicolas Péré-Laperne du LYNRED, j'ai particulièrement apprécié nos échanges où tu as su me remettre en question et me pousser dans les derniers retranchements de mes raisonnements.

Que serait le doctorat sans la ribambelle de bougres s'étant lancés dans l'aventure doctorale tout comme moi ? Julien, Rodwane, Louis, Nathan, je me rappellerai toujours de nos sorties au bar (et les parties de JdR endiablées pour certains!). Maxence, le daron des pixels clignotants, dont je dois en grande partie le travail que j'ai effectué dessus, puisque c'est toi qui a développé l'algorithme que j'ai utilisé et dont nos échanges incessants m'ont permis de comprendre enfin leur comportement erratique ! Mes deux co-bureaux, Édouard et Georges, qu'est-ce qu'il s'en est passé des choses dans notre bureau (ô joie, ô dépression). Nous avons su braver les tempêtes du doctorat grâce à notre soutien fusionnel (je dirais même fraternel si je n'étais pas trop pudique). Plus que toi Georges, mais je ne m'en n'inquiète guère, le travail que tu as fourni est exceptionnel, ta soutenance devrait en être autant ! Enfin, Bastien, fichtre un autre Manosquin avec moi dans ce labo, qui l'eut crû ! Je te suis profondément reconnaissant pour ton énergie qui m'a grandement inspiré et motivé durant ce doctorat. Je crois en toi et en ton projet, et je te souhaite bien courage ! Anthony, toi qui reprends le flambeau, je te souhaite le meilleur pour ta thèse, tu vas te régaler j'en suis sûr...

Au delà de la sphère de la recherche, il y a également d'autres personnes qui m'ont soutenu. Durant la thèse, j'ai eu la chance d'habiter à la Cité Universitaire Internationale de Paris. Cela a été l'occasion

pour moi d'aller à la croisée des chemins de très nombreuses personnes d'origines diverses et variées : qu'elles viennent d'Égypte, d'Argentine, d'Allemagne, d'Italie, bref du monde entier, toutes avaient la même curiosité pour l'autre et la soif d'apprendre. La découverte de l'autre a été un élément majeur pour chacun, et j'ai pu constater les changements qu'elle a opérés aussi bien sur moi que sur les autres. Ce fut pour moi également l'occasion d'y nouer des amitiés profondes, qui j'espère perdureront dans le temps : Valentina, Wiem, Eileen, merci d'avoir été là pour moi, je me rappellerai toujours de nos grands repas de famille dans la cuisine commune ponctués par nos rires incessants. Wiem, Eileen, merci d'avoir été présentes quand j'ai été au plus bas, je ne le dis pas souvent mais je tiens énormément à vous. Cette thèse a été grandement édulcorée également par le soutien constant de mes amis d'enfance : Fabien, Thomas, Sophie merci d'être toujours là pour moi, on s'éloigne, on se rapproche, mais on finit toujours par se retrouver, point d'ancre et d'attache qu'il est essentiel d'avoir dans la navigation sur le fleuve de la vie.

Enfin, je ne pourrais pas écrire ceci aujourd'hui si ma famille n'avait pas été là pour moi. Merci, Papa, Maman, de supporter l'enfant que je suis, qui vous taraude de questions et qui s'en va toujours explorer dans son coin. Vous êtes des modèles pour moi, et face à l'adversité, je pense toujours à vous. Rameche, merci d'avoir toujours endossé ton rôle de grand frère pour moi. J'ai de la chance de vous avoir...

Notations et Abréviations

Abréviations	Signification
2LRTS	2 Level Random Telegraph Signal
BSF	Bruit Spatial Fixe
BSFR	Bruit Spatial Fixe Résiduel
BT	Bruit Temporel
CD	Circuit de Détection
CL	Circuit de Lecture
CEC	Critère Écart Candidat
DARCSOULS	Drift And RTS Characterization and Separation by Overall Unique Level Selection
DC	Détection Correcte
FA	Fausse Alarme
FPA	Focal Plane Array
FS	Facteur de Saut
IWR	Integrate While Reading
LWIR	LongWave InfraRed
MAD	Median Absolute Deviation
MWIR	MidWave InfraRed
NC	Niveau Continu
ND	Non Détection
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
OPC	One Point Correction
OUC	Offset Update Correction
PELT	Pruned Exact Linear Time
QE	Quantum Efficiency
ROIC	Read-Out Integrated Circuit
RSB	Rapport Signal à Bruit
RTS	Random Telegraph Signal
SR	Super-Réseaux
T2SL	Type-II SuperLattice
TPC	Two Point Correction
WF	Well Fill

Notations	Signification
$\langle . \rangle_S$	Moyenne spatiale (sur les pixels matrice)
$\langle . \rangle_{med}$	Médiane spatiale (sur les pixels matrice)
$\langle . \rangle_t$	Moyenne temporelle
η	Rendement quantique
σ_{BSF}	Bruit Spatial Fixe
σ_{BSFR}	Bruit Spatial Fixe Résiduel
$\sigma_{t,i,j}$	Bruit temporel du pixel (i,j)
$\sigma_{t,i,j}^*$	Bruit temporel du pixel (i,j) sans saut de niveau continu
$\sigma(\sigma_t)$	Écart-type spatial du bruit temporel (sur les pixels de la matrice)
σ_{BSFR}^{MAD}	Bruit Spatial Fixe Résiduel calculé à l'aide du Median Absolute Deviation
C_{int}	Capacité d'intégration
G_{CL}	Gain du circuit de lecture
$G_{i,j}^{TPC}$	Correction 2 points de la valeur de gain
I_{obs}	Courant d'obscurité
$NETD_{i,j}$	Noise Equivalent Temperature Difference du pixel (i,j)
O_{CL}	Offset (électrique) du circuit de lecture
$O_{i,j}^{OPC}$	Correction 1 point de la valeur d'offset
$O_{i,j}^{TPC}$	Correction 2 points de la valeur d'offset
$O_{i,j}^{TPC,t_n}$	Correction avec reprise d'offset de la mesure n
$R_{i,j}$	Réponse du pixel (i,j)
t_i	temps d'intégration
$V_{S_{i,j}}$	Signal brut (sans correction) délivré par le pixel (i,j)
$V'_{S_{i,j}}$	Signal corrigé délivré par le pixel (i,j)
WF	Well Fill

Introduction Générale

LA NOTION de spectre infrarouge est née tardivement dans l'histoire. Avant sa découverte, les mesures en lien avec celui-ci consistaient à mesurer « la chaleur » à l'aide de thermomètres. Le thermomètre « moderne » a été inventé en 1612 dans l'Italie actuelle par Santorio Santorii. Il a scellé un tube en verre contenant du liquide et a observé le déplacement du liquide pendant sa dilatation. Une échelle sur le tube facilite alors la lecture de l'évolution de la température mais le système ne comptait pas d'unités précises. En 1800, le spectre infrarouge est découvert par William Herschel lors d'une expérience avec des thermomètres, il parle alors de « rayonnement calorifère ». En même temps, les chercheurs découvrent les effets thermoélectriques. En 1821, Humphrey Davey démontra que la résistivité électrique d'un métal est associée à la température. Cinq ans plus tard, Becquerel a proposé de mesurer la température au moyen d'un thermocouple platine-platine mais il fallut attendre 1829 pour que Leopoldi Nobili crée l'appareil. Les premiers pas de la détection infrarouge commençaient alors. Il y eut alors peu d'améliorations, jusqu'en 1880, où le bolomètre fut inventé par Samuel Langley.

A partir de 1900, la compréhension du rayonnement infrarouge apportée par la loi de corps noir de Max Planck, a suscité un engouement des inventeurs pour détecter le rayonnement infrarouge. De nombreux brevets sont déposés pour la détection infrarouge. Le domaine militaire investit dans les bolomètres pour la détection des ennemis, ils sont alors capables de détecter un homme à 200 m et un avion à 1 km. Entre 1916 et 1918, l'inventeur américain Theodore Case, invente alors le photoconducteur, il s'agissait du premier détecteur quantique, mais ce dernier a de nombreux dysfonctionnements. Un autre concept, la photocathode à proximité d'un écran fluorescent, montre un potentiel prometteur. Très vite améliorée et fabriquée pour les lunettes de sniper dans le proche infrarouge (le RCA 1P25), elle possède un inconvénient tactique majeur : le besoin d'éclairer la cible à l'aide d'une source infrarouge, ce qui peut donner la position à l'ennemi. Durant les années 1930, l'Allemagne développe des détecteurs photoconducteurs PbS qui sont sensibles jusqu'à la longueur d'onde de 3 μm . En 1943, des systèmes optroniques infrarouge sont installés au Nord Pas de Calais pour détecter un éventuel débarquement allié. Après la défaite de l'Allemagne lors de la Seconde Guerre Mondiale, les connaissances sont alors récupérées par les américains et les soviétiques principalement.

Après la Seconde Guerre Mondiale, les développements des détecteurs infrarouge se focalisent sur de nouveaux matériaux comme l'InSb puis le HgCdTe au début des années 1960. D'ailleurs les systèmes sont soit des monopixels soit des barrettes, il faut alors un système de balayage pour pouvoir réaliser une image. Cependant, l'invention de la technologie CCD (charged couple device) en 1970 puis du CMOS (Complementary metal oxide semiconductor) en 1980 permettent alors de réaliser des

matrices de pixels qui n'ont plus besoin de systèmes de balayages pour capturer alors une image de la scène. La matrice de pixels telle qu'on la connaît est alors née.

Il vient alors que les développements se portent rapidement sur le type de détecteur et le type de matériau à utiliser. Pour le type de détecteur, il existe alors deux filières : les détecteurs thermiques comme les microbolomètres et les détecteurs quantique. Le principe des détecteurs thermiques repose sur l'absorption du rayonnement qui engendre une variation de la température du détecteur et ensuite la variation d'une grandeur physique. Les détecteurs quantiques fonctionnent sur la base d'une interaction quantifiée entre les photons et le matériau semiconducteur : l'absorption d'un photon génère une paire électron-trou. L'avantage des microbolomètres est qu'ils n'ont pas besoin d'être refroidis pour être utilisés. Tandis que les détecteurs quantique doivent être refroidis à des températures cryogéniques mais sont de premier choix pour les applications nécessitant de hautes performances. Dans la filière des détecteurs quantiques le HgCdTe est alors le matériau de référence, car il est capable de couvrir différentes bandes spectrales en changeant simplement les proportions de l'alliage, tout en ayant de bonnes performances électro-optiques. Cependant, la fabrication de grands plans focaux et l'extension de la longueur d'onde de coupure à l'infrarouge lointain sont plus complexes ce qui engendre des coûts importants.

Le matériau à super-réseau (SR) InAs/GaSb a été proposé en 1987 par Smith et Mailhiot pour la détection infrarouge. Ce matériau a suscité un grand intérêt car il se situe entre deux types de matériaux : les matériaux 2D des détecteurs QWIP (Quantum Well Infrared Photodetectors) pénalisés par la règle de sélection optique de l'absorption en incidence normale pour la transition intrabande de conduction et les matériaux 3D comme l'InSb ou le HgCdTe. Ce matériau possède alors plusieurs avantages comme : une largeur de gap ajustable, une recombinaison Auger faible (modulable par ingénierie des bandes), une masse effective plus élevée comparée aux matériaux 3D. De plus, la fabrication de SR à partir de matériaux III-V permet alors de former des matrices de détecteurs uniformes pour des grands plans focaux.

Malheureusement, la performance en courant d'obscurité des photodiodes à super-réseaux InAs/GaSb est pénalisée par un temps de vie des porteurs relativement faible (de l'ordre de la centaine de ns dans le moyen infrarouge) dû au mécanisme SRH (Shockley-Read-Hall). De plus, le courant d'obscurité est en régime de Génération-Recombinaison (GR), ce qui induit un courant d'obscurité plus élevé à basse température comparé au régime de diffusion. En 2006, Maimon et Wicks publient une nouvelle architecture à barrière (bariode) de photodétecteur qui réduit/supprime le courant GR afin de réduire le courant d'obscurité et/ou d'augmenter la température de fonctionnement de détecteurs de type massif comme l'InAs ou InAsSb. Cette structure supprime le champ électrique de la zone d'absorption du matériau qui était alors responsable du régime GR dans les photodiodes (zone de charge d'espace) et permet d'envisager des gravures partielles (shallow-etch) pouvant améliorer la performance de courant d'obscurité. Cette nouvelle architecture est alors utilisée dans le cadre des super-réseaux afin d'atteindre le régime de diffusion. De plus, la découverte d'un temps de vie élevé (de l'ordre de la μ s) du matériau super-réseaux InAs/InAsSb en 2012 par Olson ouvre encore de nouvelles perspectives pour la filière de détecteurs à super-réseaux, qui arrive aujourd'hui à une certaine maturité.

Depuis le début des années 2000, l'IES (Institut d'Electroniques et des Systèmes) Montpellier, en collaboration avec cette thèse, est fortement impliqué dans le développement des détecteurs infrarouge à super-réseaux qu'ils fabriquent par épitaxie par jets moléculaires (EJM). L'IES a proposé en

2010, d'améliorer les performances de courant d'obscurité et de rendement quantique en jouant sur l'asymétrie de la période du super-réseaux, chose rendue possible grâce à la flexibilité du matériau. Ces travaux ont été menés en collaboration avec l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) qui apporte son expertise en caractérisation électro-optique des détecteurs infrarouge. En 2013, la première matrice française de photodiodes à super-réseaux MWIR refroidie à 80K a été fabriquée et a montré des performances encourageantes. Fort de ce constat, les travaux suivants se sont orientés vers les bariodes pour le LWIR et le MWIR. Une thèse sur l'étude d'un détecteur commercial SR InAs/GaSb MWIR de type bariode refroidi à 80K a été menée par Jean Nghiem-Xuan, qui a qualifié la bonne performance de stabilité temporelle du détecteur. Il a également initié l'étude des pixels clignotants sur ce détecteur, qui est une problématique récente, liée à l'augmentation de la température détecteur dite HOT (High Operating Temperature).

C'est dans ce contexte, de transition des photodiodes vers les bariodes, que s'inscrit ma thèse. Elle consiste à étudier le fonctionnement des bariodes, qui diffère de celui des photodiodes et à participer à leur optimisation en vue d'obtenir des performances comparables à l'état de l'art. Cette compréhension et optimisation des bariodes se fait par l'interprétation des fonctions de mérites électro-optiques mesurées et l'utilisation de protocole de mesures robustes et fins.

Dans le Chapitre 1, je présente le contexte de la détection infrarouge via différentes applications et les structures des détecteurs quantiques afin de comprendre leur principe de fonctionnement et les défis rencontrés par cette filière. Les fonctions de mérite utilisées dans cette thèse permettant la qualification des performances y sont également présentées. La physique du matériau super-réseau est alors détaillée avec la différente stratégie de collecte des porteurs minoritaires par les bariodes comparées aux photodiodes. Les spécificités des matériaux SR InAs/GaSb et SR InAs/InAsSb étudiés dans cette thèse sont expliquées montrant une complémentarité entre les deux. Un état de l'art au début de cette thèse (2018) est dressé sur les performances de rendement quantique et de courant d'obscurité des bariodes SR ce qui nous permettra de comparer par la suite nos propres détecteurs.

La problématique récente des pixels clignotants est apparue lors de l'augmentation de la température détecteur dans le MWIR à laquelle s'est confrontée la filière HgCdTe qui a été la première filière à le faire dans l'infrarouge. Il est donc primordial d'étudier cette problématique pour les super-réseaux également. C'est l'objet du Chapitre 2, dans lequel j'étudie la stabilité temporelle d'un détecteur commercial SR InAs/GaSb MWIR 80K et le nombre et l'influence des pixels clignotants sur sa stabilité temporelle.

Dans le Chapitre 3, j'explique les démarches expérimentales que nous avons mis en place afin d'étudier des bariodes shallow-etch. Tout d'abord les structures des échantillons que nous avons étudiés, ensuite le développement du banc expérimental de mesure que j'ai développé pour des mesures de rendement quantique et de courant d'obscurité des bariodes LWIR et HOT MWIR. Puis une étude de cas sur le SR InAs/GaSb LWIR est menée pour montrer les spécificités des mesures de bariodes shallow-etch et la méthodologie qu'il faut utiliser car la gravure shallow-etch rend complexe la caractérisation correcte des performances.

Enfin, dans le chapitre 4, j'applique la méthodologie de mesure développée au chapitre 3 aux bariodes SR InAs/InAsSb HOT MWIR où trois profondeurs de gravure ont été réalisées : deep-etch, mid-etch et shallow-etch. L'étude des rendements quantique me permet d'en extraire les longueurs de diffusion

verticale et latérale qui sont comparables à l'état de l'art. Les mobilités sont également extraites ce qui me permet d'identifier le mécanisme de transport des porteurs dans notre structure. Ces études me permettent de dresser les pistes d'optimisation de cette barrière et notamment d'identifier la gravure mid-etch comme étant la gravure la plus prometteuse.

Table des matières

Introduction Générale	vii
1 Les super-réseaux de type-II pour la détection infrarouge	3
1.1 Principes et défis de la détection infrarouge	5
1.2 Le super-réseau, une structure anisotrope	17
1.3 Spécificités des SR InAs/GaSb et InAs/InAsSb	36
1.4 État de l'art en 2018	46
1.5 Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre	53
2 Étude de la stabilité temporelle d'un détecteur infrarouge super-réseaux matriciel en cryostat opérationnel	55
2.1 Notions théoriques fondamentales	58
2.2 Protocole expérimental et traitement des données	75
2.3 Analyse statistique des pixels RTS	82
2.4 Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR	93
2.5 Conclusion du chapitre	103
3 Mises en œuvre expérimentales pour l'étude des performances électro-optiques	105
3.1 Structures des échantillons	107
3.2 La mesure du rendement quantique	113
3.3 Développement du banc de mesure de rendement quantique	117
3.4 Mesure des performances électro-optiques d'une barrière shallow-etch : Application dans le LWIR	126
3.5 La mesure d'absorption	139
3.6 Conclusion du chapitre	142
4 Étude des performances électro-optiques d'une barrière super-réseaux InAs/InAsSb HOT MWIR	143
4.1 Empilement des barrières étudiées	145
4.2 Mesures de courant d'obscurité	147
4.3 Étude du rendement quantique	150
4.4 Étude des propriétés de transport des trous	161
4.5 Optimisation de la structure SR InAs/InAsSb	173
4.6 Conclusion du chapitre	177

TABLE DES MATIÈRES

Conclusion Générale	179
A Le courant d'obscurité dans les photodétecteurs	183
A.1 Courant d'obscurité volumique	183
A.2 Courant surfacique	185
B Liste des bruits dans les photodétecteurs	187
B.1 Bruit Johnson	187
B.2 Bruit Schottky	188
B.3 Bruit basse fréquence	188
C Le critère Median Absolute Deviation	191
C.1 Définition du problème	191
C.2 Quelques définitions mathématiques à connaître	192
C.3 Calcul de l'écart-type robuste	193
Bibliographie	209

Les super-réseaux de type-II pour la détection infrarouge

Sommaire

1.1	Principes et défis de la détection infrarouge	5
1.1.1	Le rayonnement infrarouge	5
1.1.2	Les fenêtres de transmission atmosphériques	5
1.1.3	Quelques applications dans l'infrarouge	7
1.1.3.1	Militaire	7
1.1.3.2	Astronomie	8
1.1.3.3	Industrie	9
1.1.4	Les détecteurs infrarouge	9
1.1.4.1	Les détecteurs thermiques	10
1.1.4.2	Les détecteurs quantiques	10
1.1.4.3	Format matriciel d'un détecteur quantique	11
1.1.4.4	Intégration d'un détecteur quantique	12
1.1.5	Les fonctions de mérite	14
1.1.5.1	Critères fondamentaux	14
1.1.5.2	Critères pour le format matriciel	15
1.2	Le super-réseau, une structure anisotrope	17
1.2.1	Le super-réseau	17
1.2.1.1	Structure	17
1.2.1.2	Vers la formation d'un super-réseau : les minibandes	18
1.2.2	Absorption optique	21
1.2.2.1	Recouvrement des fonctions d'onde	22
1.2.2.2	Densité conjointe d'états	23
1.2.3	Masse effective	23
1.2.4	Dynamique de transport	25
1.2.4.1	Temps de vie	26
1.2.4.2	Mobilité et temps de relaxation	27
1.2.4.3	Retour sur le mécanisme de transport vertical	30

1.2.5	Collecte des porteurs	31
1.2.5.1	Les diodes PN	31
1.2.5.2	Les diodes à barrière	33
1.3	Spécificités des SR InAs/GaSb et InAs/InAsSb	36
1.3.1	Le matériau	36
1.3.2	Absorption optique et longueur d'onde de coupure ajustable . .	38
1.3.3	Transport des porteurs	39
1.3.3.1	Mobilité	39
1.3.3.2	Temps de vie	43
1.3.4	Synthèse	44
1.4	État de l'art en 2018	46
1.4.1	Panorama des différentes filières	46
1.4.2	Etat de l'art des performances des barrières super-réseaux . . .	47
1.4.3	Les super-réseaux en France	51
1.4.4	Les super-réseaux dans le reste du monde	51
1.5	Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre	53

Ce chapitre est consacré au contexte de travail de ce manuscrit. Je commence par des rappels sur les notions générales du rayonnement infrarouge et j'introduis le vocabulaire et les définitions propres à la communauté détecteur infrarouge. J'y aborde les différents détecteurs infrarouge qui existent, puis les particularités des détecteurs quantiques qui sont les détecteurs étudiés dans ce manuscrit, et enfin les fonctions de mérites que j'ai utilisées pour les caractériser. Ensuite je présente la structure super-réseau, ses caractéristiques et les spécificités des matériaux étudiés dans cette thèse. Enfin, un état de l'art sur cette filière est effectué afin de situer le contexte de notre travail et comparer les performances obtenues sur les détecteurs étudiés dans ce manuscrit.

1.1 Principes et défis de la détection infrarouge

En 1800, l'astronome anglais William Herschel découvrit le rayonnement infrarouge par accident lors d'une expérience très simple : il souhaitait mesurer l'évolution de la température d'un corps chauffé par différentes longueurs d'onde du spectre visible. Pour cela, il décomposa la lumière blanche du Soleil à l'aide d'un prisme et plaça un thermomètre dans chacune des couleurs. Il remarqua alors que s'il plaçait son thermomètre à l'endroit où la couleur rouge disparaissait, la température continuait à évoluer. Il venait ainsi de découvrir la présence du rayonnement infrarouge.

1.1.1 Le rayonnement infrarouge

Tout corps porté à une température supérieure à 0 K émet des photons. Un siècle après la découverte de l'infrarouge (qui sera très vite suivie de la découverte de l'ultraviolet, des rayons X et gamma et de la théorie de l'électromagnétisme de Maxwell !), Planck détermine la loi de répartition spectrale du rayonnement thermique du corps noir en introduisant la constante de Planck : la notion de quanta d'énergie était alors née. La loi de Planck [Planck, 1901] qui décrit la luminance spectrique photonique rayonnée par un corps noir s'écrit :

$$\left[\frac{\partial L(\lambda, T_{CN})}{\partial \lambda} \right] = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_{CN}}\right) - 1} \quad \text{en } \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \quad (1.1)$$

avec h la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière, T_{CN} la température du corps noir et λ la longueur d'onde. La loi de Planck est illustrée en Figure 1.1.

Comme nous pouvons le voir, le maximum d'émission d'un corps noir dépend de sa température. Les températures indiquées sont les températures équivalentes de surface avec lesquelles la loi de Planck permet de décrire du mieux possible leur émission. Le maximum d'émission du Soleil qui possède une température équivalente de surface de 5800K, se situe dans le spectre visible (ce qui tombe bien !), tandis que le maximum d'émission d'un feu de bois se situe dans l'infrarouge. Une planète, comme Saturne ici, possède une température équivalente de surface de 143K, qui situe son émission également dans un infrarouge plus lointain. Nous pouvons remarquer que l'infrarouge possède une bande spectrale très large. Pour se situer, nous considérons ici dans le domaine de la détection que l'infrarouge s'étend de 1 μm à 14 μm . Cette définition peut varier d'une communauté scientifique à une autre (par exemple les astrophysiciens considèrent que le rayonnement thermique infrarouge se situe entre 50 μm et 500 μm ...). Ainsi, la largeur spectrale de l'infrarouge en fait une bande spectrale très riche en informations, et ce pour de nombreux objets ou phénomènes. Cependant, l'accès à l'information est dépendant d'une certaine condition : l'atmosphère de la Terre.

1.1.2 Les fenêtres de transmission atmosphériques

Sur Terre, l'atmosphère est un milieu qui peut perturber les mesures à plusieurs niveaux. Tout d'abord, elle est composée de molécules qui peuvent absorber et diffuser à différentes longueurs d'onde, dont l'infrarouge. Dans le cas de la détection infrarouge, deux molécules sont principalement responsables d'importantes absorptions dans le spectre infrarouge : H_2O et CO_2 . Il en résulte des fenêtres de transmission qui sont définies dans la Figure 1.2, leurs dénominations sont résumées en Table 1.1.

Dans cette thèse, nous travaillerons dans les bandes II et III. Chacune de ces deux bandes possède ses propres spécificités. Cependant, les avantages de chaque bande ne sont pas tranchés complètement,

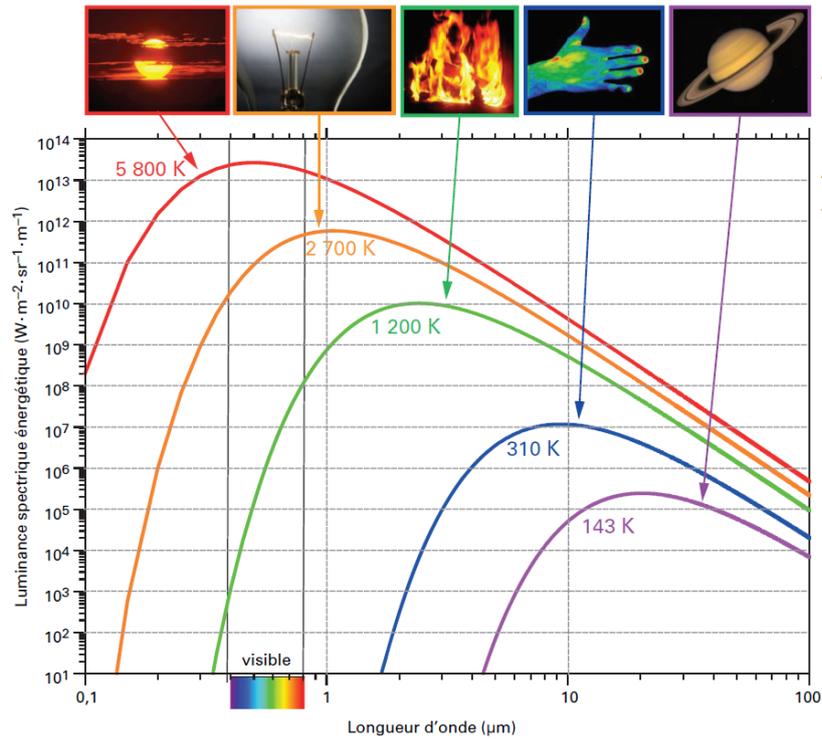


FIGURE 1.1 – Loi de Planck prédisant la luminance (spectrique énergétique ici) émise en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures de corps noir [Ribet-Mohamed et al., 2021].

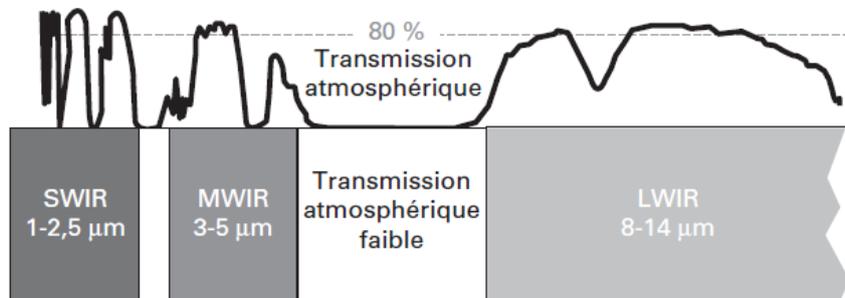


FIGURE 1.2 – Principales fenêtres de transmission atmosphérique dans l'infrarouge

ce n'est pas parce qu'une bande spectrale a fondamentalement un avantage pour une application par rapport à une autre, qu'il faudra nécessairement utiliser un détecteur opérant dans cette bande spectrale. En effet, seul le bilan radiométrique des performances, qui prend en compte l'ensemble des performances de la chaîne optronique (fonction de transfert de modulation, ouverture du détecteur, pas pixel, courant d'obscurité pour n'en citer que quelques un) est le garant de la sélection d'un détecteur infrarouge adapté et de la bande spectrale optimale à utiliser.

- **MWIR** : Cette bande spectrale est idéalement exploitée dans un environnement plutôt chaud et souvent utilisée dans la détection de points chauds (flammes, engins chauds. . .) rayonnant à des températures supérieures à la température ambiante ($T_{\text{objet}} = 300 \text{ K}$). Par ailleurs, elle est peu affectée par l'humidité, ce qui permet son utilisation dans des applications de surveillance

TABLE 1.1 – Dénomination des fenêtres de transparence de l'atmosphère

Longueurs d'onde	Nom de la fenêtre	Bande de Transmission
0.7-1.5 μm	Near InfraRed (NIR)	Bande I
1.5-2.5 μm	Short Wave InfraRed (SWIR)	Bande I
3-5 μm	Mid Wave InfraRed (MWIR)	Bande II
8-14 μm	Long Wave InfraRed (LWIR)	Bande III
>14 μm	Very Long Wave InfraRed (VLWIR)	-

maritime ou côtière. Les détecteurs infrarouge dans la bande MWIR ont atteint une plus grande maturité que dans le LWIR et possèdent également des températures de fonctionnement désormais plus importantes (nous parlons alors de "HOT MWIR" pour "high operating temperature" MWIR).

- **LWIR** : Cette bande est plutôt exploitée pour de la détection de points à température ambiante car le maximum d'émission d'un corps noir à température ambiante se situe dans cette bande (cf Figure 1.1). Contrairement au MWIR elle dépend fortement des conditions météorologiques : en effet, dans un climat froid et sec la transmission dans cette bande est importante comme celle affichée en Figure 1.2. En revanche, dans un climat chaud et humide, la transmission peut être divisée par dix à cause de la vapeur d'eau. Néanmoins, pour de l'observation à travers les aérosols comme de la fumée ou de la pollution, elle est une bande plus avantageuse que le MWIR. En effet, elle est moins pénalisée par la diffusion par les particules des aérosols que la bande MWIR car le mécanisme de diffusion est inversement proportionnel à la longueur d'onde ($1/\lambda^p$ avec $p > 1$).

1.1.3 Quelques applications dans l'infrarouge

Je présente ici une liste non exhaustive d'application dans l'infrarouge, qui peut se diviser en deux catégories selon l'origine du flux incident. La première est l'infrarouge réfléchif pour désigner les bandes spectrales du visible et du SWIR. En effet, dans ces bandes le flux dominant provient de la réflexion et de la diffusion de la lumière par les objets de la scène. Tandis qu'après la longueur d'onde de 3 μm , dans les bandes spectrales MWIR et LWIR, le flux dominant est émissif, donc provenant de la température et de l'émissivité des objets de la scène.

1.1.3.1 Militaire

Aujourd'hui, la détection infrarouge militaire est utilisée dans de nombreux contextes, de nombreux matériels intègrent désormais des détecteurs infrarouge (voir Figure 1.3). Des systèmes optroniques passifs et actifs sont utilisés. Nous pouvons les diviser en deux catégories ou besoins :

- **Système capteur de flux** : Le besoin est de détecter la présence d'une cible par rapport au fond et la localiser. La détection peut se faire sans résoudre la cible. Ils peuvent être utilisés

1. Principes et défis de la détection infrarouge

pour des système de veille et détection.

- **Systèmes imageurs** : Les besoins sont de détecter, reconnaître et identifier la cible. La cible est résolue (i.e l'image de la cible couvre suffisamment de pixels pour qu'on puisse reconstituer sa géométrie). Des exemples de systèmes imageurs sont des jumelles de vision nocturne, de l'aide au pilotage et au tir, caméra infrarouge ou FLIR (Forward Looking InfraRed).

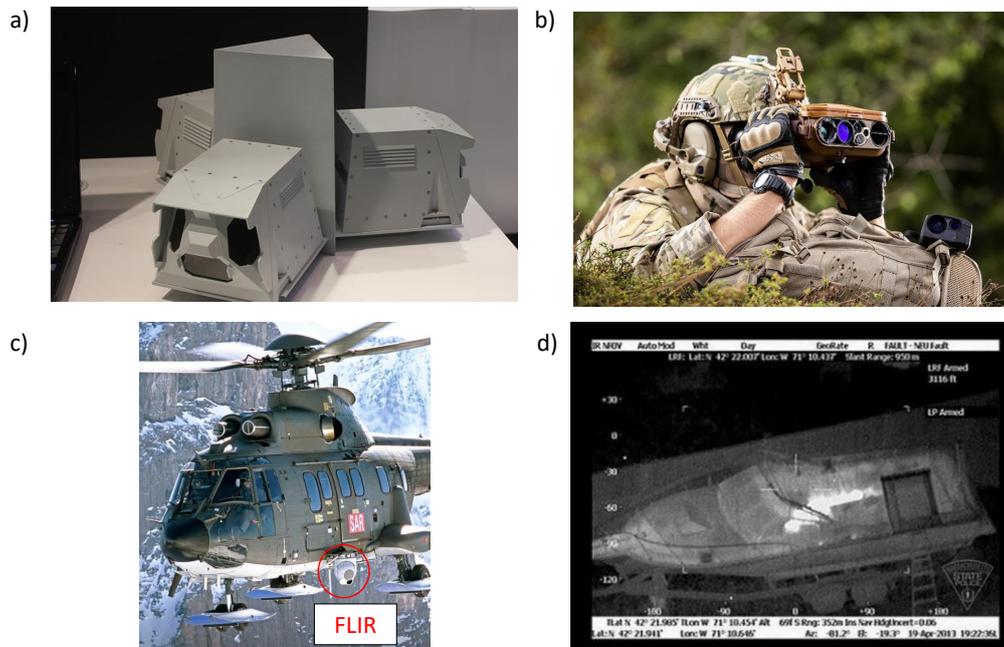


FIGURE 1.3 – Exemples de matériels utilisant des détecteurs infrarouge : a) Système de veille infrarouge à trois capteurs fixes (crédit Thales) ; b) Jumelle infrarouge multifonction JIM COMPACT (crédit SAFRAN) ; c) Hélicoptère Superpuma équipé d'un FLIR (utilisé en Suisse pour la recherche et sauvetage, le contrôle des frontières...); d) Image thermique prise par la police du Massachusetts à l'aide d'une caméra de la marque FLIR embarquée sur hélicoptère (une personne cachée dans le bateau est visible).

1.1.3.2 Astronomie

L'astronomie et l'astrophysique sont des domaines qui sont friands en collecte d'informations. En effet, les différents objets et phénomènes de l'Univers émettent dans un éventail très large de longueurs d'onde. Par exemple, une galaxie possède trois constituants principaux : les étoiles, les gaz et la poussière (ou grains) interstellaire. L'engouement des astrophysiciens se situe sur ce dernier élément, composé essentiellement de carbone et de silicium, elle possède deux propriétés principales qui en font son importance pour l'étude de l'univers. Premièrement, sa température peut évoluer de quelques K à 1500K, elle produit donc un rayonnement thermique qui couvre une grande partie du spectre électromagnétique. Deuxièmement, tous les objets associés au processus de formation des étoiles et des planètes peuvent être étudiés grâce son émission thermique. Les émissions de la poussière commencent à partir du LWIR comme cela peut être observé en Figure 1.4. Malheureusement, les

capacités actuelles de mesure à l'aide des détecteurs infrarouge ne sont pas encore satisfaisantes. C'est pourquoi le développement de détecteurs performants dans ces gammes de longueurs d'onde est un enjeu primordial pour l'étude de l'Univers.

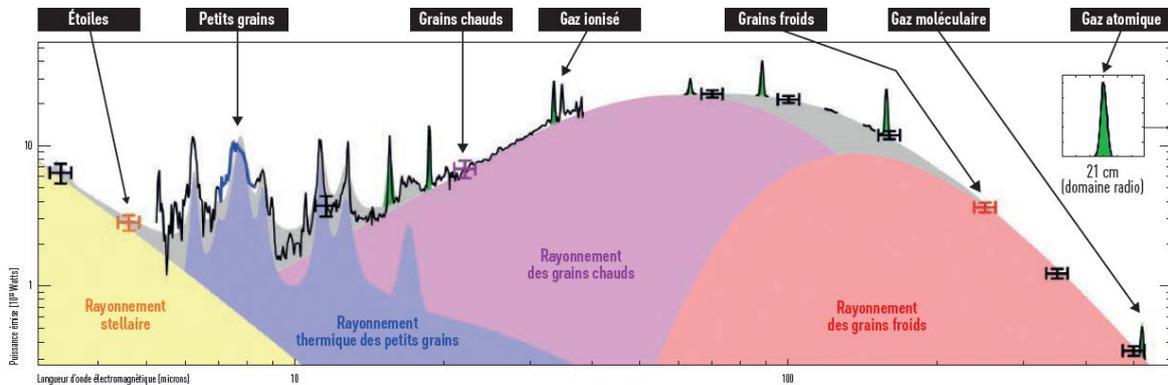


FIGURE 1.4 – Spectre typique qu'on peut obtenir d'une nébuleuse par spectroscopie. Les observations spectroscopiques (noir) ne couvrent qu'une petite fraction du spectre, le reste ayant été modélisé [Galliano et al., 2019].

1.1.3.3 Industrie

Aujourd'hui les progrès technologiques effectués dans la détection infrarouge ont permis de réduire les coûts de fabrication et donc d'envisager des applications accessibles au marché civil. Les exemples d'application ne manquent pas : le contrôle non destructif de pièces fabriquées, la recherche de gradients thermiques dans les bâtiments en vue de l'amélioration de l'isolation ... L'infrarouge, qui était jusqu'à il y a quelques années réservé à des applications pointues, trouve sa place désormais dans de nombreuses applications usuelles : dans les drones pour l'inspection des cultures ou le repérage/décompte des animaux sauvages, dans les voitures pour améliorer la sécurité des conducteurs et des piétons de jour comme de nuit (voir Figure 1.5).

Une problématique récurrente dans la détection infrarouge concerne la taille, le poids et la consommation électrique des détecteurs (en anglais, Size Weight and Power, appelé problématique SWaP). Chaque application a ses propres besoins spécifiques, mais nous pouvons dire que la réduction du SWaP est globalement recherchée pour diminuer l'encombrement, augmenter la durée de vie des détecteurs et réduire les coûts. Bien sûr, selon l'application, un juste milieu sera alors recherché entre les performances souhaitées et c'est pourquoi il existe une très grande diversité de détecteurs dans le domaine de la détection infrarouge tant au niveau des types de détecteurs que des matériaux utilisés.

1.1.4 Les détecteurs infrarouge

Les détecteurs infrarouge peuvent être répartis en deux familles : les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques. Elles se différencient au niveau du phénomène physique exploité pour la détection infrarouge.



FIGURE 1.5 – Image prises en conduite de voiture. À gauche, image prise dans le visible, à droite, image prise dans le LWIR avec une caméra thermique non refroidie de type microbolomètre (crédit Teledyne). Alors que sur l'image visible de gauche, la distinction des piétons est rendue difficile pour le conducteur par l'éblouissement dû au Soleil, une caméra thermique elle permet de les repérer sur l'image infrarouge de droite et donc d'avertir le conducteur de la présence de ces piétons.

1.1.4.1 Les détecteurs thermiques

Un détecteur thermique se divise en deux parties : une partie détection et une partie lecture. La partie détection est composée d'un matériau absorbeur du flux incident qui chauffe alors un thermomètre qui est un matériau dont une ou des caractéristiques varie avec la température. Tandis que le circuit de lecture remet en forme le signal pour fournir un signal vidéo. La détection de rayonnement infrarouge se fait donc via la variation d'un paramètre physique du thermomètre. L'absorbeur et le thermomètre sont isolés du circuit de lecture afin que les fluctuations de température de ce dernier ne soient pas interprétées comme un flux incident. La technologie la plus répandue pour les détecteurs thermiques est celle du microbolomètre. Le principe de détection repose alors sur la mesure de la variation de la résistance électrique. Le mécanisme physique étant d'origine thermique, ces détecteurs sont alors caractérisés par une constante de temps [Tissot, 2010].

1.1.4.2 Les détecteurs quantiques

Un détecteur quantique possède un principe de détection qui repose sur les propriétés du semiconducteur qui est le matériau utilisé pour l'absorption du flux incident. Le flux incident est composé de photons d'énergie $h\nu$, si le photon possède une énergie suffisante pour provoquer la transition d'un électron de la bande de valence vers un état excité de la bande de conduction du semiconducteur, alors le photon est absorbé. Une différence fondamentale avec les détecteurs thermiques est qu'ici l'absorption se fait avec une condition comparant l'énergie du photon et la bande interdite (bandgap en anglais, et plus communément gap) du matériau absorbeur. De cette manière, sous un flux incident le matériau peut générer du courant (le photocourant). Malheureusement, un autre phénomène non radiatif peut permettre cette transition, il s'agit de l'agitation thermique des électrons. En effet, si un électron possède suffisamment d'énergie d'agitation thermique, il peut effectuer cette transition et un courant est alors généré : il s'agit du courant d'obscurité, qui va générer du bruit, d'où le besoin de refroidir les détecteurs quantique.

L'architecture la plus répandue pour les détecteurs quantique est la photodiode. Cette dernière est créée lorsque deux semiconducteurs dopés P et N sont en contact, une zone de charge d'espace (ZCE)

se crée alors entre les deux semiconducteurs. Dans cette ZCE il apparaît un champ électrique (dirigé de la zone N vers la zone P) qui bloque le passage des porteurs majoritaires tout en autorisant le passage des porteurs minoritaires. Cette propriété permet à la photodiode d'avoir un courant d'obscurité plus faible que dans le cas d'un photoconducteur. De plus, la ZCE peut être étendue pour maximiser la collecte des porteurs en insérant un semiconducteur intrinsèque, d'où l'existence de l'architecture de photodiodes PIN. Nous reviendrons plus en détails sur les mécanismes de cette structure en 1.2.5.1 lors de la discussion sur la stratégie de collecte des porteurs.

En termes de performances, nous pouvons retenir deux points où détecteurs quantiques et microbolomètres se différencient : premièrement, la filière microbolomètre n'a pas besoin d'être refroidie pour fonctionner ce qui est un grand avantage pour la problématique SWaP ; deuxièmement, la constante de temps, qui conditionne le temps de réponse du détecteur microbolomètre est de l'ordre de 5 ms à 12 ms [Ribet-Mohamed et al., 2021]. Tandis que pour un détecteur quantique le temps de réponse est d'une centaine de nanoseconde [Ribet-Mohamed et al., 2021], il est alors plutôt limité par le circuit de lecture et non par le circuit de détection (voir paragraphe 1.1.4.3). Les détecteurs microbolomètres sont surtout utilisés dans des applications bas coûts comme la vision industrielle, la surveillance, ou encore des applications domotiques. Dans la suite, nous nous concentrons sur les détecteurs quantiques.

1.1.4.3 Format matriciel d'un détecteur quantique

Dans cette partie, nous décrivons le principe de fonctionnement d'une matrice d'un détecteur quantique. La matrice est constituée de deux couches qui sont illustrées en Figure 1.6. La première couche est appelée circuit de détection, elle permet l'absorption du flux et sa conversion en signal électrique. La deuxième couche est le circuit de lecture qui permet de mettre en forme le signal électrique pour obtenir un signal vidéo et d'appliquer une tension de polarisation au détecteur.

Dans l'infrarouge, le matériau du circuit de détection est différent de celui du circuit de lecture qui est en silicium. C'est pourquoi il est nécessaire de relier physiquement et électriquement les deux circuits l'un à l'autre. Une solution est de relier le circuit de détection au circuit de lecture à l'aide de billes d'indium qui servent de contacts électriques entre les deux. Le circuit de lecture possède une capacité d'intégration qui intègre les charges. Il est important de noter que l'éclairement de la matrice se fait via le substrat (restant) et que les photons ayant traversé sans être absorbés dans la zone absorbante sont réfléchis par les contacts électriques qui agissent comme des miroirs, il y a alors un double passage des photons (voir encart de la Figure 1.6).

Les différentes filières de détecteurs quantiques infrarouge se distinguent principalement par le matériau utilisé pour le circuit de détection. C'est lui qui détermine la bande spectrale du détecteur. Il existe plusieurs matériaux qui se divisent en deux catégories. Les matériaux dits massifs ou 3D ("bulk" en anglais) comme l'InSb, le HgCdTe (dit MCT pour Mercure Cadmium Telluride), ou encore l'InAsSb. Puis viennent les matériaux dits 2D comme les puits quantiques composés de AlGaAs/GaAs ou les super-réseaux (SR) InAs/GaSb ou InAs/InAsSb. Les termes 2D et 3D se réfèrent à la contrainte sur le mouvement des électrons dans la structure : en 3D le mouvement du porteur est sans contraintes, tandis qu'en 2D une direction de mouvement est contrainte par la présence de barrières de potentiels, qui ne peuvent être franchies que sous certaines conditions. De ce fait, plus précisément, le super-réseaux est un matériau dont la structure est entre 2D et 3D, nous le présentons plus en détails en paragraphe 1.2.

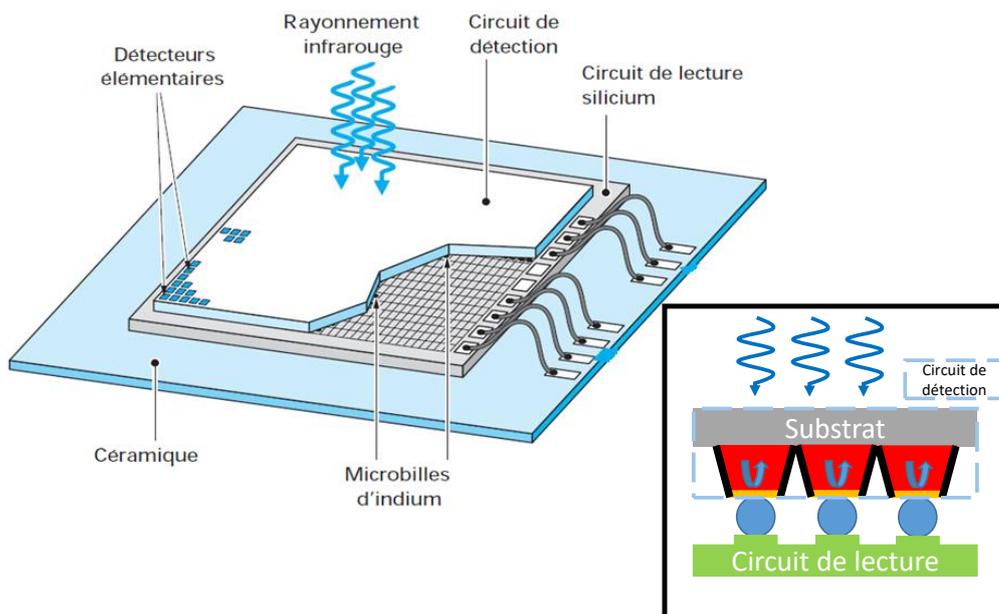


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'une matrice de détecteurs hybride. L'encart représente le profil de la matrice, en rouge la zone absorbante et en jaune les contacts électriques qui agissent comme des miroirs pour les photons ayant traversés le circuit de détection sans être absorbés.

1.1.4.4 Intégration d'un détecteur quantique

Une fois le détecteur fabriqué il faut l'intégrer dans une structure lui permettant de fonctionner à température cryogénique. L'intégration est présentée dans la Figure 1.7. Le détecteur est fixé sur une table froide qui est refroidie par un circuit de refroidissement. Il faut un écran froid permettant de bloquer les flux parasites mais aussi empêcher notre détecteur de chauffer, car à température cryogénique le flux provenant de la pièce (300K) peut être suffisant pour le réchauffer. Ensuite, il faut faire le vide afin de pouvoir refroidir car sinon du gel se formera, d'où la présence d'une enceinte hermétique (capot). Diverses techniques de refroidissement existent.

Les cryostats de laboratoire permettent de refroidir le détecteur à l'aide d'un liquide de refroidissement tels que l'azote liquide pour descendre jusqu'à 77K ou l'hélium liquide jusqu'à 4K. Deux types de cryostats de laboratoire existent : le cryostat à bain qui refroidit à la température du liquide cryogénique et le cryostat à circulation qui permet de régler la température de la table froide entre celle du liquide cryogénique et la température ambiante (cf Figure 1.7. a) et b) respectivement). Ensuite, des techniques de refroidissement utilisées plutôt pour des composants commerciaux existent. La machine à froid de type Stirling (cf Figure 1.7. c) permet de refroidir un composant jusqu'à des températures cryogéniques (de l'ordre de 50K) grâce à la détente d'un gaz. Cependant, sa taille et sa consommation électrique peuvent être trop importantes pour certaines applications (problématique SWaP). Le module Peltier est un composant qui par la circulation d'un courant entre deux matériaux conducteurs de nature différente en jonction, permet de libérer de la chaleur sur une des jonctions et d'en absorber sur l'autre. Il s'agit d'une technique économique et compacte qui permet de baisser la

température de quelques dizaines de degrés (cf Figure 1.7. d).

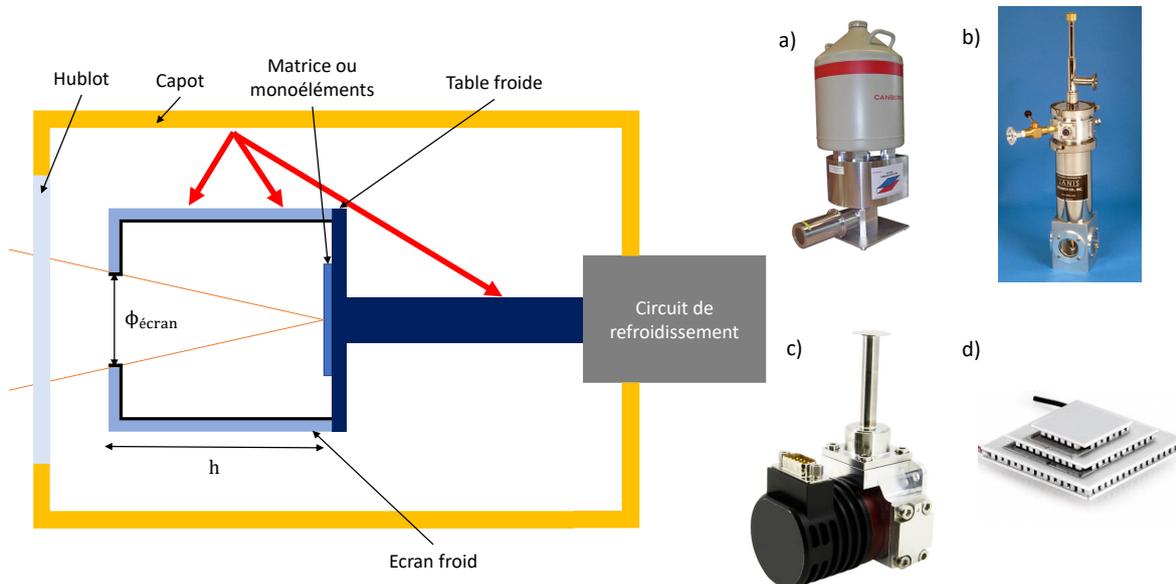


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un détecteur infrarouge. Sont présentés aussi différentes méthode de refroidissement a) cryostat à bain b) cryostat à circulation c) machine à froid de type Stirling et d) un module Peltier (à 3 étages ici). Dans le cas du module Peltier, il n'y a pas de doigt froid, le détecteur est fixé directement sur le module.

1.1.5 Les fonctions de mérite

L'existence de plusieurs filières de détecteurs, de différents matériaux ou architectures, amène naturellement le besoin de comparaison entre les différents détecteurs. Nous présentons ici quelques fonctions de mérite qui permettent de quantifier les performances des détecteurs quantiques sur lesquels nous nous concentrons.

1.1.5.1 Critères fondamentaux

La première fonction de mérite est le courant d'obscurité I_{obs} . C'est le courant débité par la diode lorsqu'elle ne reçoit aucun flux. Ce courant est pénalisant pour les performances du détecteur car il est une source supplémentaire de bruit et parce qu'il limite la dynamique du signal utile (il remplit la capacité d'intégration du détecteur). Plus de détails sur les origines du courant d'obscurité sont en Annexe A. Nous nous intéressons plutôt à la densité de courant d'obscurité, car elle permet de comparer les performances entre des diodes de différentes dimensions. L'analyse de cette quantité physique permet d'identifier les origines volumiques ou surfaciques du courant d'obscurité.

$$J_{obs} = \frac{I_{obs}}{S_{det}} \quad (1.2)$$

avec J_{obs} en A/cm² et S_{det} la surface du détecteur en cm².

La résistance dynamique est aussi utilisée comme fonction de mérite. Cependant, elle dépend du mécanisme dominant générant le courant d'obscurité. Elle est habituellement utilisée pour trouver la valeur de la tension de polarisation à appliquer pour la jonction avec le circuit de lecture.

$$R_d A = \left(\frac{\partial J_{obs}}{\partial V} \right)_{V_{pol}}^{-1} \quad (1.3)$$

Dans le cas d'un circuit de lecture "Direct Injection" (DI), qui est la plupart du temps utilisé pour des applications moyen/fort flux dans le MWIR et le LWIR, il faut maximiser la valeur de résistance dynamique. En effet, maximiser cette valeur permet d'augmenter l'injection de courant débité par le circuit de détection dans le circuit de lecture (voir le paragraphe 1.1.4.3 pour la structure d'une matrice) puisque $I_{inj} = \eta_{inj} I_{det}$ avec $\eta_{inj} = g_m R_d A / (1 + g_m R_d A)$, g_m étant la transconductance du transistor en A/V.

Le deuxième critère, et pas des moindres, est le rendement quantique η ou QE (pour Quantum Efficiency en anglais). Il se définit comme étant le % de photons incidents participant effectivement au courant photonique. "Effectivement", car les photons doivent être absorbés et ensuite les porteurs photogénérés doivent être collectés. Le rendement est donc une fonction de mérite à la fois sur l'absorption et la collecte. Nous verrons aux paragraphes 1.2.2 et 1.2.4 ces processus plus en détails.

Ensuite viennent les bruits. Nous avons détaillé les différentes sources de bruit en Annexe B. Nous les listons ici :

- Le bruit de Johnson-Nyquist ou bruit thermique est lié à la diffusion des porteurs qui traduit leur agitation thermique.
- Le bruit de Schottky (ou bruit de grenaille) est dû à la nature corpusculaire du courant. Il a pour source la fluctuation du nombre de porteurs à cause du fait que le contact ohmique de la photodiode peut injecter ou capturer un seul électron à la fois avec nécessairement un laps

de temps entre chaque événement. Le bruit de photons, lié aux variations du flux incident, et le bruit de courant d'obscurité, sont des bruits de Schottky.

- Le bruit basse fréquence est un bruit observé expérimentalement dans les basses fréquences, ses origines sont très variées. Il résulte de la superposition de nombreux phénomènes avec des fréquences caractéristiques différentes.

1.1.5.2 Critères pour le format matriciel

La Noise Equivalent Temperature Difference (NETD), qui est la différence de température équivalente au bruit, est une fonction de mérite originellement utilisée pour des caméras (configuration matricielle et optiques) mais qui s'utilise par les fabricants sur leur détecteur seul en configuration matricielle. Elle s'exprime en Kelvin. Elle est définie par :

$$NETD = \frac{\sigma_{V,total}}{\left(\frac{\Delta V_s}{\Delta T_{CN}}\right)} \quad (1.4)$$

avec $\sigma_{V,total}$ le bruit temporel total en Volts, ΔV_s la variation de signal en Volts correspondant à une variation de température ΔT_{CN} du corps noir. La NETD représente la plus petite différence de température qui peut être détectée. Cette fonction de mérite dépend également des conditions de mesure (température corps noir, ouverture détecteur et temps d'intégration). Lorsque le fonctionnement du détecteur est limité par le bruit de photons, i.e le bruit généré par le courant photonique (cf Annexe B et les notions de bruit abordées en 2.1.1), nous parlons de détecteur BLIP (Background Limited Infrared Photodetector). La notion de température détecteur lui est aussi associée, car une fois le régime BLIP atteint, il n'est pas utile de refroidir le détecteur. Pour cette raison, les laboratoires indiquent la température détecteur permettant d'atteindre le BLIP comme une performance également.

L'uniformité spatiale (qualité image spatiale) de la matrice doit être mesurée. Le Bruit Spatial Fixe (BSF ou FPN pour Fixed Pattern Noise) est défini comme étant les variations de signal d'un pixel à un autre (motifs) alors que le détecteur est éclairé de façon uniforme. Le terme fixe fait référence au fait que les motifs se retrouvent d'une image à une autre. Ce bruit spatial peut, a priori, être corrigé via un étalonnage, et la quantité restante après correction est appelée alors Bruit Spatial Fixe Résiduel (BSFR). La durée pour laquelle la correction appliquée reste valide (vis-à-vis de certains critères bien choisis) est appelée stabilité temporelle du détecteur et constitue une performance importante, puisqu'elle dicte la durée pendant laquelle le détecteur peut être utilisé avant de devoir refaire un étalonnage. Je reviens plus en détails sur le bruit spatial et les corrections appliquées dans le Chapitre 2.

Les pixels clignotants ou RTS (Random Telegraph Signal) peuvent affecter la qualité image spatiale du détecteur. De la même façon que pour le bruit spatial, si un détecteur est placé devant un flux uniforme et constant au cours du temps, il ne devrait pas y avoir de variation du signal. Cependant, certains pixels présentent alors des variations plus ou moins aléatoires du signal entre deux niveaux (ou plus), ces pixels sont alors dits clignotants. Il s'agit d'un phénomène dû en général à des défauts dans le matériau qui peuvent capturer des porteurs pour les relâcher plus tard. Cette problématique est apparue récemment avec l'augmentation de la température détecteur, ce qui a eu pour effet d'exacerber le phénomène et d'obliger la communauté détecteur infrarouge à se pencher sur le problème, notamment pour le MCT [Brunner et al., 2014] qui a été l'une des premières filières à élever la température de

1. Principes et défis de la détection infrarouge

fonctionnement, et donc parmi les premiers à s'y confronter. Ces pixels clignotants sont expliqués plus en détails dans le [Chapitre 2](#).

1.2 Le super-réseau, une structure anisotrope

1.2.1 Le super-réseau

1.2.1.1 Structure

Un super-réseau est un empilement périodique de fines couches (typiquement quelques nm) de différents semiconducteurs, deux ou plus. L'appellation super-réseau a pour origine cet empilement périodique : les semiconducteurs sont déjà organisés en réseau cristallin périodique, l'empilement crée alors une deuxième périodicité qui est une "super-période" (superlattice en anglais). La fabrication de ce type d'hétérostructure est un exercice délicat à cause de la finesse des couches impliquées. Elle a nécessité des années de développement, et fait toujours l'objet de recherche actuellement en vue d'améliorer la qualité matériau. Dans le cadre de cette thèse, le processus de fabrication repose sur la technique d'Épitaxie par Jets Moléculaires (EJM) [Taalat, 2013]. Afin d'obtenir une structure de bonne qualité cristalline, il est nécessaire que les paramètres de mailles des semiconducteurs utilisés soient très proches. Sans cela, des dislocations dans le matériau peuvent apparaître, résultant de la tension trop importante entre les différentes couches de matériau, ce qui a pour conséquence la dégradation des performances électro-optiques de la structure.

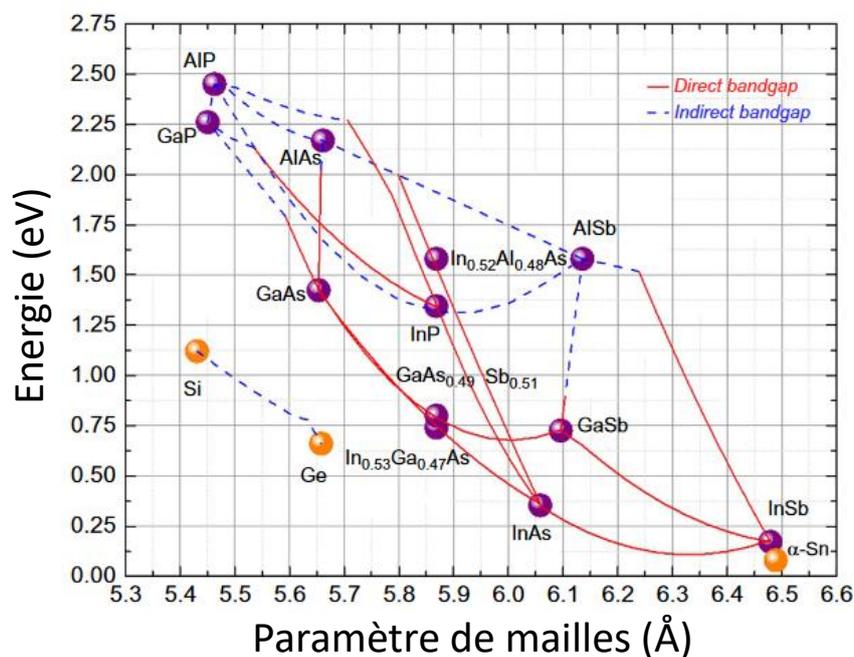


FIGURE 1.8 – Énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour des semiconducteurs III-V et II-VI.

Les super-réseaux étudiés dans cette thèse appartiennent à la famille 6.1 Å (cf Figure 1.8) qui regroupe les matériaux dont le paramètre de maille est proche de celui du substrat GaSb (6.1 Å), ainsi que leurs alliages. Trois types d'alignement des bandes interdites sont possibles pour une hétérostructure comme présentés en Figure 1.9. Tout d'abord le type I (straddled en anglais), où le gap du GaAs est contenu dans le gap du AlGaAs. Ensuite, le type-II (staggered en anglais), dans lequel le haut de la bande de valence de l'InAs est au dessus de celui de l'InAsSb. Enfin, le type-III, ou type-II désaligné

(Type-II Broken Gap en anglais), pour lequel le haut de la bande de valence du GaSb est au dessus du bas de la bande de conduction de l'InAs. Nous verrons plus loin au paragraphe 1.3.2 que ces alignements leur donnent plus ou moins de flexibilité sur les gaps atteignables. Par la suite, lorsque je me réfère à des structures Type-II Superlattice (T2SL), il s'agit de structures qui ont un alignement de type-II ou type-II désaligné.

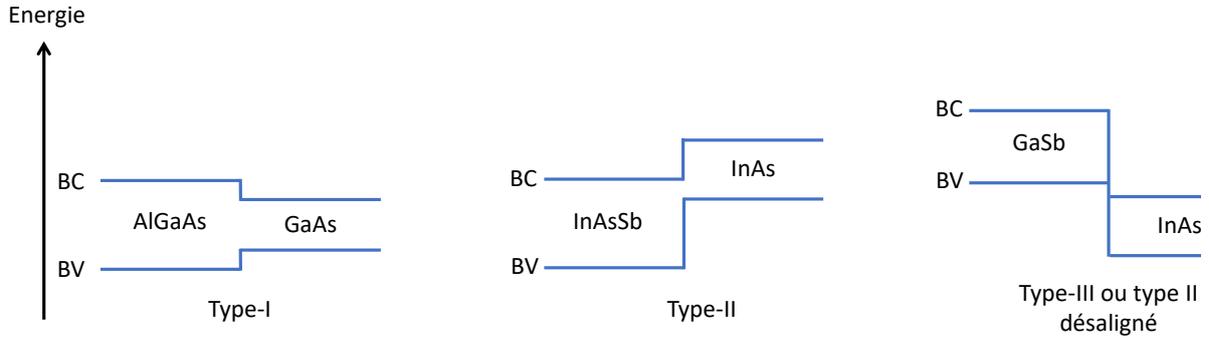


FIGURE 1.9 – Représentation de l'alignement des bas de la bande de conduction et du haut de la bande de valence pour différents types d'hétérostructure.

1.2.1.2 Vers la formation d'un super-réseau : les minibandes

L'empilement des fines couches constitue un système de multi-puits quantiques. Dans le cas du super-réseau, les couches sont suffisamment fines pour permettre un couplage des puits quantiques. Le système se retrouve dans une configuration de multi-puits quantiques couplés, les porteurs ne sont plus confinés dans les puits mais peuvent se déplacer dans des niveaux d'énergie appelés minibandes dans la direction d'empilement (appelée aussi direction de croissance). Afin de comprendre la formation de ces minibandes, nous pouvons d'abord considérer le cas simple d'un multipuits quantiques (Figure 1.10.a) où dans chaque puits se trouvent deux niveaux d'énergies discrets $E_{C,1}$, $E_{C,2}$ pour les électrons dans les puits d'InAs entourés des barrières de GaSb. Le même raisonnement peut être appliqué aux trous avec les niveaux d'énergie discrets $E_{V,1}$, $E_{V,2}$ dans les puits de GaSb et les barrières d'InAs. La fonction d'onde du porteur dans un puits (non représentée ici) est nulle dans les puits voisins, ces derniers ne sont donc pas couplés. Si l'épaisseur de la barrière est suffisamment réduite, les fonctions d'onde des porteurs de chaque puits vont être non nulles dans les autres puits du système. Les porteurs peuvent donc se déplacer d'un puits à un autre par effet tunnel, il y a alors une levée de la dégénérescence : chaque niveau d'énergie discret se subdivise en sous-niveaux (Figure 1.10.b). Plus le nombre de puits quantiques augmente, plus le nombre de sous-niveaux augmente (N niveaux pour N puits) tandis que l'écart entre les sous-niveaux, lui, diminue. Lorsque cet écart entre sous-niveaux est inférieur à l'énergie d'agitation thermique des porteurs ($k_B T$), les porteurs ne sont alors plus confinés sur les sous-niveaux mais sur des minibandes d'énergie. La structure peut alors être définie comme un super-réseau (SR) (Figure 1.10.c). La largeur énergétique des minibandes est dépendante des propriétés de la structure [Basdevant et al., 2002] :

$$\Delta E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m^* \kappa L_1^3} \exp(-\kappa L_2) \quad (1.5)$$

avec m^* la masse effective du porteur, L_1 et L_2 largeurs des puits et barrière respectivement, et

$\kappa = \frac{\sqrt{2m^*(V_0 - E_n)}}{\hbar}$ où V_0 est le puits de potentiel énergétique. La largeur des minibandes dépend de la masse effective du porteur dans la structure. Les minibandes des électrons sont plus larges que celles des trous en général, car les électrons ont une masse effective plus faible que celle des trous. Cette largeur dépend également de la largeur des puits et barrière et donc de la période du super-réseau ($= L_1 + L_2$).

Ainsi, le couplage des puits quantiques permet un mouvement quasi-tridimensionnel, contrairement au multi-puits quantiques où le mouvement des porteurs est bi-dimensionnel. Dans ces derniers, les porteurs sont confinés dans l'axe de croissance et liés à des niveaux d'énergie discrets mais libre de se déplacer dans le plan des couches. Néanmoins, nous le verrons plus loin dans le chapitre, le transport dans le super-réseaux est celui d'un matériau anisotrope où la direction de croissance et la direction dans le plan des couches possèdent des propriétés différentes.

2. Le super-réseau, une structure anisotrope

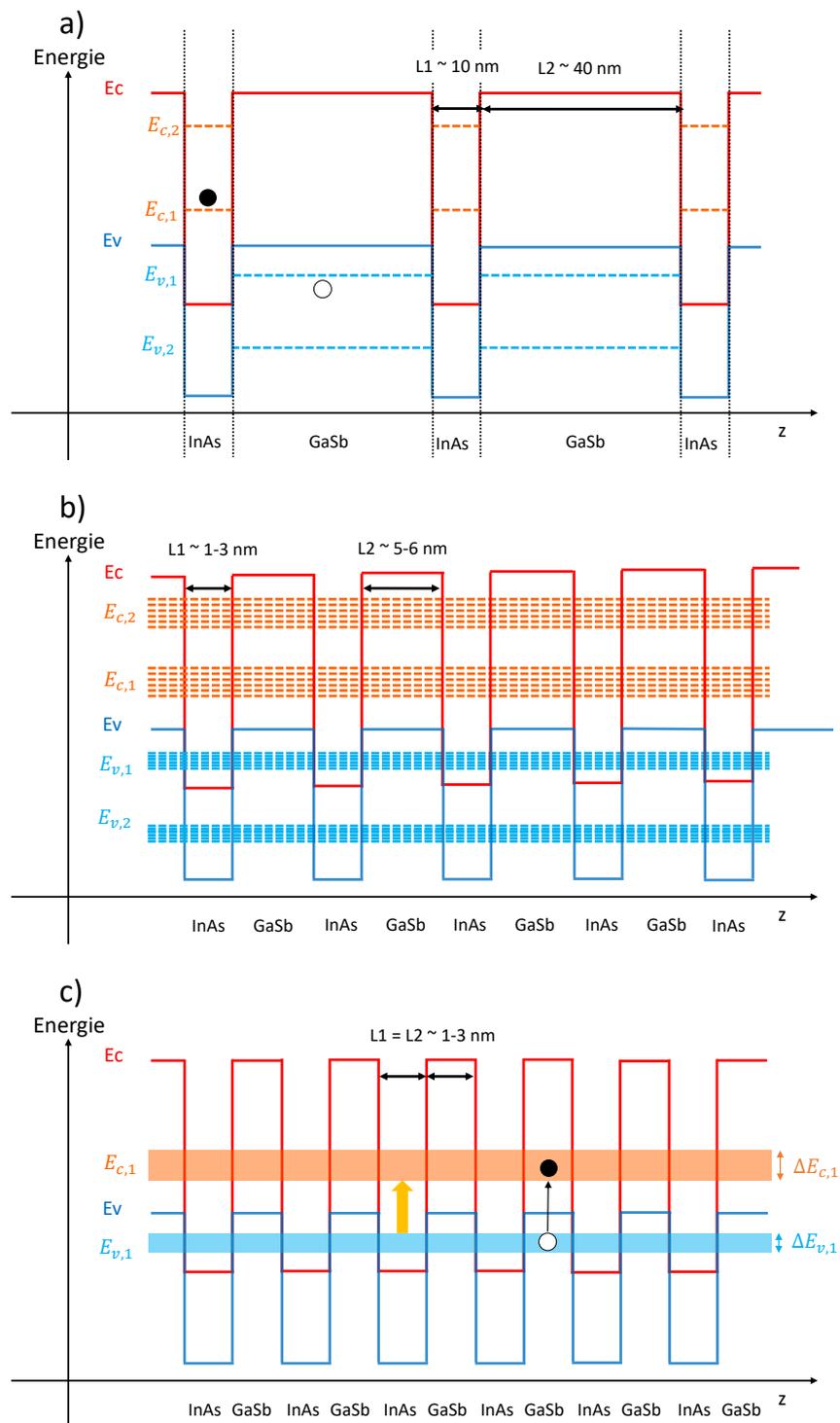


FIGURE 1.10 – Représentation de la formation des minibands dans une hétérostructure par étape : a) multi-puits quantique avec niveaux d'énergie discrets pour les porteurs dans leur puits respectifs, b) multi-puits quantique couplé avec niveaux d'énergie discrets dans tous les puits, c) formation du super-réseau, les porteurs ne sont plus confinés dans des niveaux d'énergie discrets, l'absorption optique se fait entre la première minibande de valence et la première minibande de conduction (flèche jaune).

1.2.2 Absorption optique

Le gap du super-réseau est défini comme l'énergie de transition entre le haut de la première minibande valence de trous lourds HH1 (HH pour heavy hole en anglais) et le bas de la première minibande de conduction E1. La Figure 1.11 représente les minibandes d'énergies dans l'espace réel pour un SR InAs/GaSb MWIR pour lequel apparaissent les minibandes E1, LH1 (light hole 1), HH1 et HH2 (heavy hole 1 et 2). L'épaisseur et la position des minibandes peuvent varier en fonction de la direction de propagation des porteurs, cela est montré au paragraphe 1.2.3 avec la définition de la masse effective. Nous nous limiterons au cas du super-réseau de type-II broken gap dans cette section pour plus de simplicité. Les différences avec le type-II staggered seront mises en avant plus loin dans le chapitre dans la section 1.3.

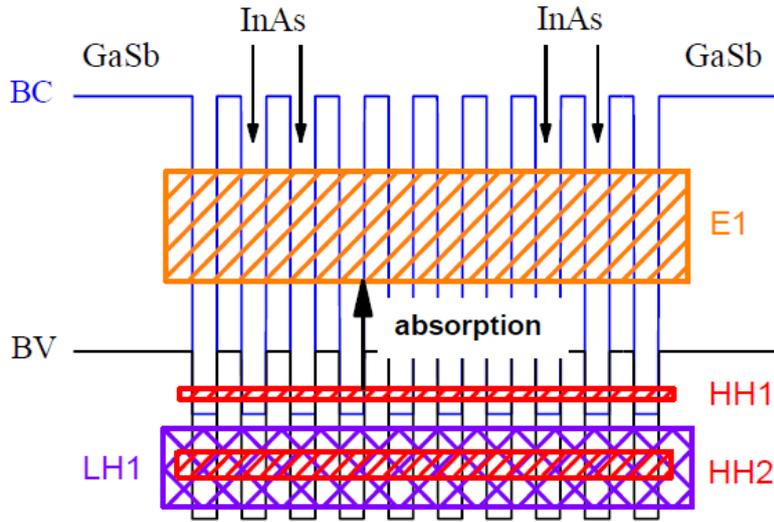


FIGURE 1.11 – Représentation de la minibande de conduction (E1) et des minibandes de valence (trous lourds HH1 et HH2, trous légers LH1) d'un SR InAs/GaSb symétrique pour le MWIR [Cervera, 2011]

L'absorption d'un semiconducteur est définie par son coefficient d'absorption, pour un super-réseau il est donné par [Rosencher and Vinter, 2002] :

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2 \pi \chi_{cv}^2}{n_{op} c m_0^2 \omega \epsilon_0 V_{mat}} |d_{cv}|^2 D_{cv}(\omega) \quad (1.6)$$

Avec n_{op} l'indice optique du matériau, e la charge électrique, m_0 masse de l'électron libre, ω la pulsation, ϵ_0 la permittivité diélectrique, c la vitesse de la lumière dans le vide, V_{mat} le volume du matériau, χ_{cv}^2 l'élément de matrice dipolaire électrique de transition optique entre la bande de valence et la bande de conduction et D_{cv} la densité conjointe d'états.

L'élément de matrice dipolaire optique s'écrit :

$$|d_{cv}|^2 = |\langle u_i | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon} | u_j \rangle|^2 I_{cv}^2 \quad (1.7)$$

Où \vec{p} est l'opérateur moment dipolaire, $\vec{\epsilon}$ le vecteur de polarisation, u_i et u_j les fonctions propres (ondes de Bloch) du cristal et $I_{cv} = |\langle f_c | f_v \rangle|^2$ le recouvrement (overlap en anglais) des fonctions d'onde d'enveloppe des électrons et des trous. Ainsi, le coefficient d'absorption dépend principalement de deux paramètres : la densité conjointe d'états et le recouvrement. La densité conjointe d'états représente

le nombre d'états disponibles pour une transition $\hbar\omega$ donnée, donc plus ce nombre est important plus l'absorption à cette longueur d'onde augmente. Le recouvrement représente la probabilité de présence simultanée des électrons et des trous dans l'espace réel : en effet, une transition de la bande de valence à la bande de conduction ne peut avoir lieu sinon. Ainsi ce sont ces deux paramètres que nous utiliserons principalement lors de la conception de la période du super-réseau.

1.2.2.1 Recouvrement des fonctions d'onde

Le recouvrement est un paramètre spécifique aux hétérostructures. L'alternance de puits et barrière va créer des localisations préférentielles pour les porteurs. Dans le cas de l'InAs/GaSb, les électrons seront plutôt localisés dans les puits d'InAs tandis que les trous seront plutôt dans le GaSb (voir Figure 1.10.a). Dans un super-réseau, la formation des minibandes de conduction représente la délocalisation des porteurs qui ne sont plus confinés dans leurs puits ni dans des niveaux discrets d'énergie. Néanmoins, ce degré de liberté supplémentaire n'en fait pas pour autant une structure de type 3D. En effet, les porteurs sont très sensibles à la composition de la période du super-réseau. Les électrons, de masse effective plus faibles, interagissent plus facilement par effet tunnel à travers les barrières de potentiel de GaSb. L'électron a alors une délocalisation plus importante et la largeur des minibandes qui lui sont associées est donc plus importante que celle des trous. Ces derniers ont une masse effective en général plus élevée, ce qui se traduit par une localisation plus importante des trous dans les puits de GaSb, ce qui alors pénalise le recouvrement des fonctions d'onde. Ainsi, le recouvrement dépend de la composition et de l'épaisseur de la période.

Dans la Figure 1.12 un calcul théorique pour trois hétérostructures de [Taalat, 2013] permet d'illustrer la sensibilité du recouvrement à la composition et l'épaisseur de la période. La partie haute de la figure représente les alignements de bande de valence et conduction des hétérostructures dans l'espace réel. Tandis que la partie basse représente les densités de probabilité des fonctions enveloppe des porteurs dans le super-réseau et donc le recouvrement dans l'espace réel également.

- La première hétérostructure (Figure 1.12.a) est une structure dite GaSb-rich : il y a plus de monocouches (1 monocouche = 3 Å ici) de GaSb que d'InAs dans la période. La composition de cette dernière est dite (10/19) pour 10 monocouches d'InAs et 19 monocouches de GaSb. Les électrons et trous sont localisés dans leurs puits respectifs dans cette structure, il n'y a pas de minibande (c'est plutôt un multi-puits quantique), il en résulte que le recouvrement des fonctions d'onde est faible (17%).
- La deuxième hétérostructure (Figure 1.12.b) est une structure dite symétrique : il y a autant de monocouches d'InAs que de GaSb, sa période est (10/10). Les électrons sont désormais délocalisés (formation d'une large minibande) tandis que les trous (plus lourds) restent relativement localisés dans les puits de GaSb, en atteste leur minibande de très faible largeur comparée à celle des électrons. Le recouvrement augmente jusqu'à 42 % mais reste encore faible.
- La troisième hétérostructure (Figure 1.12.c) est une structure dite InAs-rich, sa période est (7/4). Les électrons et les trous sont encore plus délocalisés. Les électrons sont plus sensibles à la composition de la période du fait de leur masse effective plus faible. Le recouvrement est désormais de 81 %.

Ainsi la composition de la période mais aussi l'épaisseur de la période vont fortement influencer le recouvrement des fonctions d'onde des porteurs. Les trois hétérostructures étudiées ici ont des épaisseurs de période respective de 29, 20 et 11 monocouches. Ces épaisseurs sont différentes car ce

sont les épaisseurs nécessaires à chaque structure pour avoir le même gap. Il faut donc aussi garder à l'esprit que ces deux paramètres influencent également les niveaux d'énergie des minibandes soit le gap de la structure.

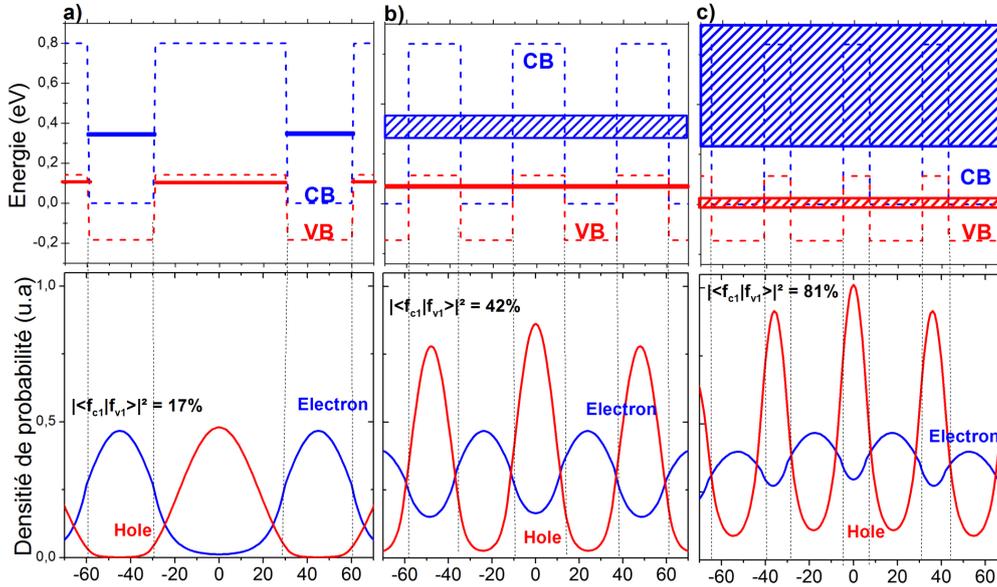


FIGURE 1.12 – Profils de potentiels de bande de conduction et de valence, positionnement des premières minibande d'électron ($E1$) et des trous lourds (HH1) (partie haute de la figure) et densités de probabilités des porteurs (partie basse de la figure) des structures à 77K : a) GaSb-rich (10/19), b) symétrique (10/10) et c) InAs-rich (7/4). La valeur du recouvrement des fonctions d'ondes pour les électrons et les trous $I_{cv} = |\langle f_c | f_v \rangle|^2$ est indiquée [Taalat, 2013].

1.2.2.2 Densité conjointe d'états

La densité conjointe d'états d'un semiconducteur représente le nombre d'états électroniques qui se correspondent verticalement dans l'espace des vecteurs d'onde du diagramme de dispersion d'énergie $E(k)$ avec une différence d'énergie dE égale à $\hbar\omega$.

Dans la Figure 1.13 les densités conjointe d'états de structures 2D, 3D et d'un SR ont été représentées. Les flèches indiquent que selon la composition et l'épaisseur de la période, la densité conjointe d'états du super-réseau se rapprochera de celle d'un matériau 2D ou de celle d'un matériau 3D. Le super-réseau est donc un matériau interprété comme une structure quantique dont la dimensionnalité est entre 2 et 3. Le coefficient d'absorption étant proportionnel à la densité conjointe d'états, une mesure de celui-ci présentera alors une allure comparable à la densité d'états, permettant de caractériser la dimensionnalité du super-réseau étudié.

1.2.3 Masse effective

La masse du porteur dans un cristal semiconducteur n'est pas la masse de la particule seule. En effet, un porteur dans un cristal ne peut pas être traité de façon isolée, il interagit avec le potentiel périodique du cristal. La masse effective est une quantité qui permet alors de prendre en compte cette

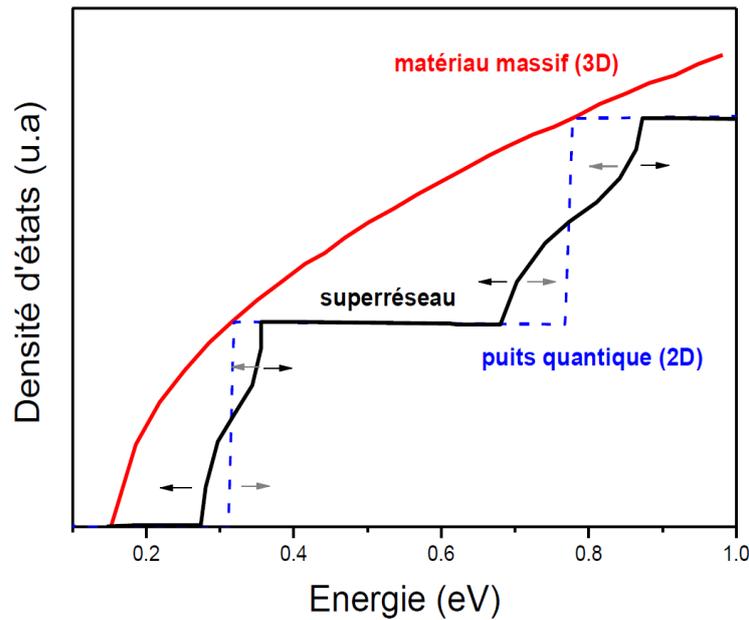


FIGURE 1.13 – Représentation schématique de la densité conjointe d'états d'un matériau massif (3D), d'un puits quantique (2D) et d'un super-réseau [Taalat, 2013].

interaction et il s'agit alors de la masse qui doit être utilisée lorsque nous traitons de l'interaction du porteur avec des forces ou des particules. La masse effective est définie à l'aide du diagramme de dispersion d'énergie $E(k)$ de la façon suivante :

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2} \quad (1.8)$$

Pour rappel, la structure super-réseau, par son empilement de différentes couches de semiconducteur, crée une variation périodique de potentiel. Il vient que le mouvement du porteur est anisotropique : lorsque les interactions ont lieu dans le plan des couches, la masse effective du porteur est celle d'un matériau bulk, résultant de l'interaction avec le potentiel périodique du cristal semiconducteur. Tandis que lorsque les interactions sont dans la direction du super-réseau (perpendiculaire aux couches) la masse effective résulte également du potentiel périodique introduit par le super-réseau. C'est pourquoi, lorsque le diagramme de dispersion d'énergie d'un super-réseau est présenté, celui-ci est scindé en deux, avec une partie pour la direction dans le plan des couches et l'autre pour la direction de croissance, comme cela a été calculé par [Klipstein et al., 2019] en Figure 1.14. Dans ce diagramme, au niveau de la bande de conduction, nous pouvons noter que pour les vecteurs d'onde ($k_x = 0, q_z$), l'épaisseur de la minibande formée se retrouve dans la Figure 1.11 présentée précédemment.

Une autre particularité du super-réseau est que la masse effective du porteur dépend uniquement de la composition de la période du super-réseau, elle est très peu dépendante du gap contrairement aux matériaux de type massif. Il s'agit d'un inconvénient pour ces derniers, surtout dans le LWIR et VLWIR, car lorsque le gap diminue, la masse effective diminue également et de l'effet tunnel (courant d'obscurité) est facilité entre la bande de conduction et la bande de valence. Alors que pour les super-réseaux la masse effective est plus lourde et quasi constante avec le gap. Par exemple pour un gap de 0.1 eV, un électron dans un composant HgCdTe a une masse effective d'environ $0.009 m_0$ tandis que dans un composant super-réseau InAs/GaSb l'électron a une masse effective

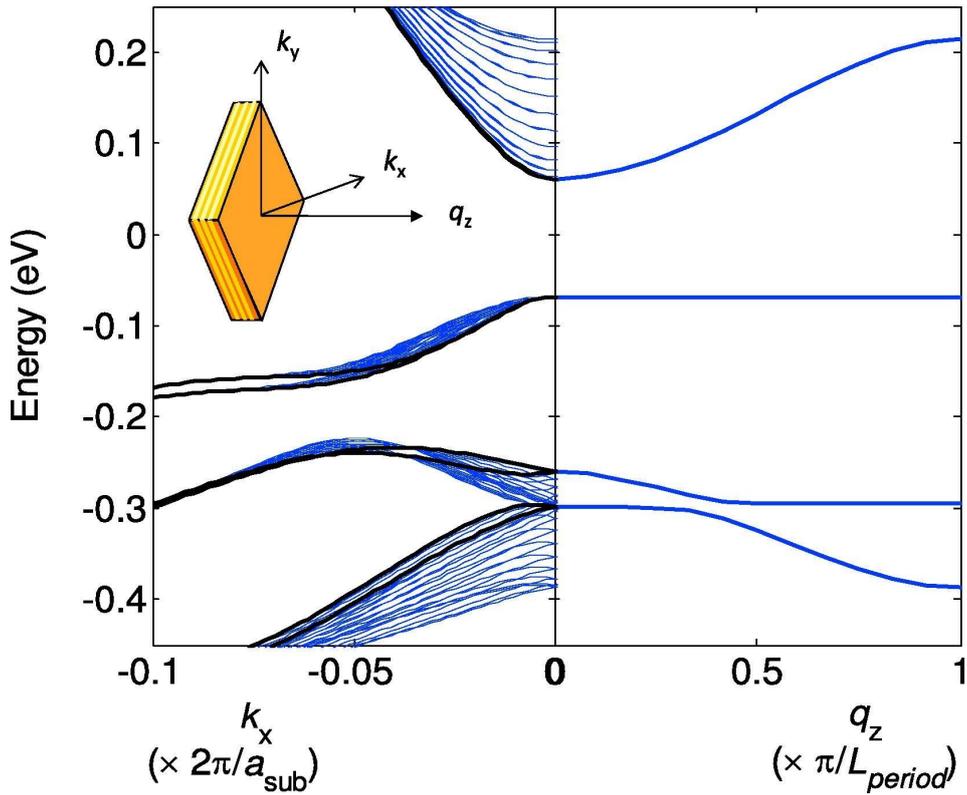


FIGURE 1.14 – Diagramme de dispersion d'énergie d'une structure super-réseau InAs/GaSb LWIR à $T_{det} = 0K$. La partie gauche (direction k_x) est celle représentant les propriétés dans le plan des couches, tandis que la partie droite (q_z) est celle représentant les propriétés dans la direction du super-réseau. La dispersion dans le plan des couches pour $q_z = 0$ est représentée en noir, tandis que les courbes bleues correspondent à des valeurs équidistantes de q_z jusqu'à la limite de la zone de Brillouin minimale, π/L_{period} [Klipstein et al., 2019].

d'environ $0.02m_0 - 0.03m_0$, avec m_0 la masse d'un électron libre [Rogalski et al., 2009]. Cependant, cet avantage est tout relatif, comme nous allons le voir dans la notion de transport car la mobilité du porteur dépend de la masse effective et est pénalisée si la masse effective devient trop importante. De même, les contributeurs au courant d'obscurité sont, en général, proportionnels à la densité intrinsèque de porteurs en n_i voire n_i^2 pour le courant d'obscurité de diffusion, qui augmentent avec la masse effective. Ainsi, il faudra trouver un compromis afin d'optimiser au mieux la structure vis-à-vis de l'ensemble de ses performances.

1.2.4 Dynamique de transport

Une fois que le photon a été absorbé par le matériau, une paire électron-trou se forme, et les porteurs vont alors se déplacer dans le matériau. La distance sur laquelle les porteurs peuvent se déplacer en l'absence de champ électrique est appelée longueur de diffusion L_{Diff} (car le porteur se déplace grâce au mécanisme de diffusion). Elle est définie de la manière suivante :

$$L_{Diff} = \sqrt{\frac{k_B T}{q} \mu \tau_{vie}} \quad (1.9)$$

avec μ la mobilité du porteur (habituellement exprimée en $cm^2/V.s$) et τ_{vie} le temps de vie (à ne pas confondre avec le temps de relaxation présenté dans la suite), il s'agit de la durée avant que les porteurs excités ne se recombinent afin de retourner à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, μ et τ_{vie} sont les deux paramètres caractéristiques des performances de la structure. Certains mécanismes vont alors influencer sur les valeurs de ces deux paramètres qui sont très dépendants de la qualité matériau, du gap, du dopage et de la température.

1.2.4.1 Temps de vie

Il existe trois grands phénomènes de recombinaison dans les semiconducteurs de façon générale : la recombinaison radiative, la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) et la recombinaison Auger. Les deux derniers mécanismes ne sont pas radiatifs.

Recombinaison radiative : La recombinaison radiative (Figure 1.15.a) se produit lorsqu'un électron de la bande de conduction se recombine directement avec un trou de la bande de valence, et émet un photon pour évacuer l'excès d'énergie. Parfois le photon émis peut être à nouveau absorbé : c'est l'effet "photon recycling" qui peut améliorer le temps de vie radiatif d'un certain facteur.

Recombinaison SRH : Les recombinaisons SRH (Figure 1.15.b) sont des recombinaisons assistées par des pièges présents dans le gap du matériau. Ils ont pour origine des impuretés, des défauts du matériau (propre au matériau ou créés par le dopage) et ne sont pas propres à la structure super-réseau [Shockley and Read Jr, 1952, Hall, 1952]. Ces pièges peuvent se situer à n'importe quel niveau dans le gap du matériau. Néanmoins, les modèles permettant le calcul de ce temps de vie supposent, en général, que les défauts se situent au milieu du gap ($E_g/2$) afin de se retrouver dans le pire des cas et donner un temps de vie minimal. En effet, le raisonnement est analogue à celui des marches d'escalier. Il est plus difficile de franchir une petite marche (pièges près d'une bande de conduction par exemple) puis une très grande marche plutôt que de franchir deux marches de taille moyenne (piège au milieu du gap).

Recombinaison Auger : La recombinaison Auger est un mécanisme à trois particules : soit deux électrons et un trou, soit un électron et deux trous. Lorsqu'un électron se recombine avec un trou, au lieu d'émettre un photon pour évacuer l'excès d'énergie, il transmet son énergie à une troisième particule. Si la troisième particule est un électron, le mécanisme est dit de type Auger-1 (AM1). Tandis que s'il s'agit d'un trou, alors il existe plusieurs possibilités (neuf) identifiées par [Beattie, 1962]. Le mécanisme AM1 est représenté en Figure 1.16.a et un exemple de recombinaison d'un électron avec trou lourd et transmission d'énergie à un trou léger qui devient un trou lourd (AM7) est présenté en Figure 1.16.b.

L'ensemble de ces mécanismes influencent le temps de vie total du porteur. Leur contribution est prise en compte de la façon suivante :

$$\frac{1}{\tau_{vie}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \quad (1.10)$$

avec τ_{rad} le temps de vie radiatif, τ_{SRH} le temps de vie SRH et τ_{Auger} le temps de vie Auger. Ainsi, le mécanisme possédant le temps de vie le plus court est le mécanisme le plus pénalisant et donc celui qui est dominant. C'est pourquoi, certaines structures seront dites en régime radiatif, SRH ou Auger, lorsqu'il y a discussion sur le temps de vie.

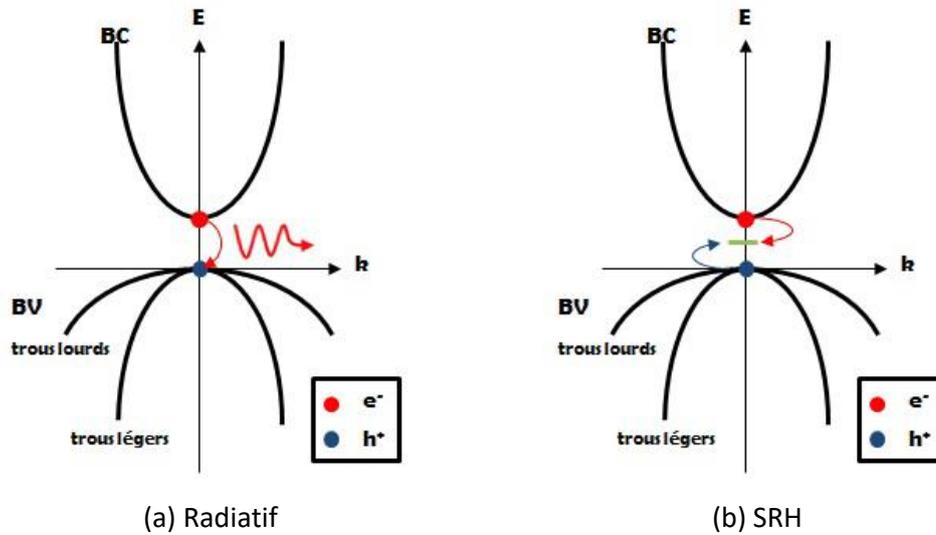


FIGURE 1.15 – Représentation des mécanismes de recombinaisons (a) est le mécanisme radiatif et (b) est le mécanisme SRH, avec un piège représenté en vert [Giard, 2015].

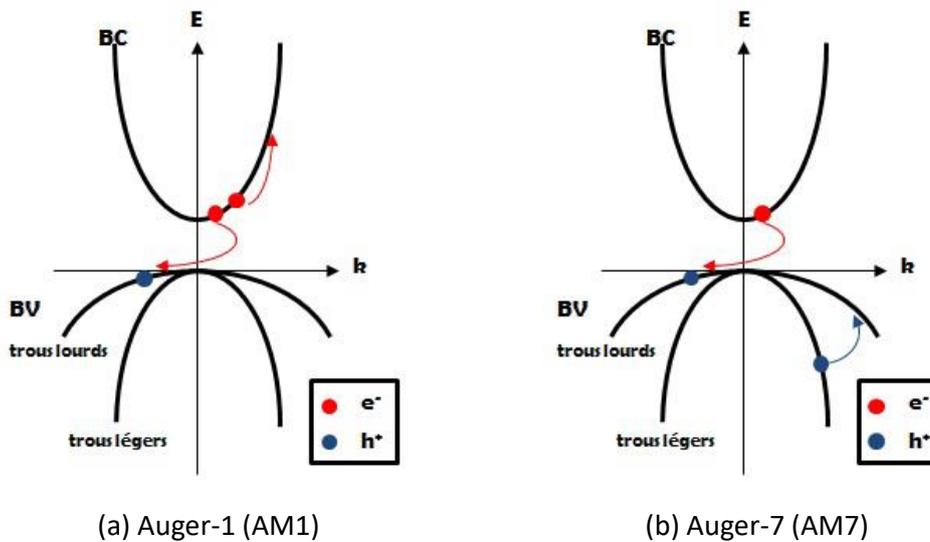


FIGURE 1.16 – Recombinaison Auger où (a) est le mécanisme AM1 et (b) est le mécanisme AM7 [Giard, 2015].

1.2.4.2 Mobilité et temps de relaxation

Dans un premier temps, nous allons détailler la notion de mobilité des porteurs. Il est important de rappeler la nature du mouvement des porteurs dans un semiconducteur. Les porteurs se déplacent de façon aléatoire dans toutes les directions de l'espace dans le matériau, en raison de l'agitation thermique. La distance sur laquelle ils se déplacent sans chocs (que cela soit avec d'autres particules comme les porteurs, les atomes du cristal ou avec des phonons) est appelée libre parcours moyen. La vitesse à laquelle ils se déplacent entre deux chocs est la vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{3k_B T / m^*}$. Après

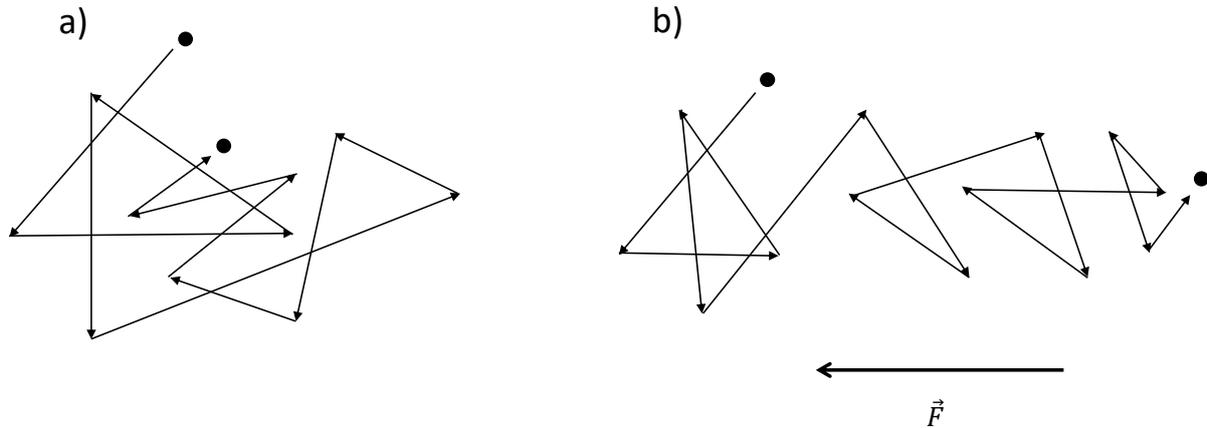


FIGURE 1.17 – Représentation schématique du mouvement d'un électron dans un semiconducteur, une flèche représente un libre parcours sans collisions. Le mouvement du porteur change de direction fréquemment à cause des collisions avec des imperfections du cristal. a) en l'absence de mécanisme d'entraînement le déplacement du porteur est nul ; b) en présence du champ électrique le porteur se déplace globalement tout en gardant son mouvement aléatoire.

un choc, le porteur change de direction, et de façon globale en l'absence de mécanisme d'entraînement comme la diffusion ou le champ électrique, le déplacement moyen du porteur est nul (Figure 1.17.a).

Lorsqu'un champ électrique \vec{F} est appliqué, l'ensemble des porteurs (considéré comme un gaz avec le modèle de Drude) est entraîné dans un mouvement d'ensemble qui se superpose aux mouvements individuels des particules et qui est ralenti par des collisions (Figure 1.17.b). L'ensemble possède alors une vitesse de groupe moyenne :

$$v_d = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial E}{\partial k} \right) = \mu F \quad (1.11)$$

La mobilité des porteurs μ est alors définie comme :

$$\mu = \frac{e\tau_{relax}}{m^*} \quad (1.12)$$

où τ_{relax} est le temps de relaxation ou temps de libre parcours moyen (à ne pas confondre avec le temps de vie, qui est une notion inter-bande). La mobilité est ici reliée par son temps de relaxation à la qualité matériau (impuretés, défauts) et à la structure pour notre cas via la masse effective.

Comme vu au paragraphe précédent, le libre parcours moyen d'un porteur est conditionné par les imperfections du cristal semiconducteur. Ces imperfections peuvent être d'origines multiples, leur étude constitue tout un pan du domaine de la physique des solides. L'objectif de ce paragraphe sera de simplement lister les mécanismes les plus communs étudiés dans le cadre des photodétecteurs. Nous nous limitons aux mécanismes élastiques, c'est à dire que l'énergie est conservée durant l'événement perturbateur.

- **Impuretés ionisées (Ionized Impurity Scattering)** : Le dopage des semiconducteurs introduit

des ions, qui sont donc chargés. Lorsqu'un porteur va s'approcher de ces ions, l'interaction de Coulomb va dévier le porteur de sa trajectoire. L'intensité de la déviation dépend de la vitesse du porteur et de sa position à l'ion. C'est pourquoi, plus un matériau est dopé, plus la probabilité qu'un porteur soit dévié par un ion est importante. Il en résulte que son libre parcours moyen, et donc sa mobilité, diminue. La mobilité possède alors une dépendance à la température en $T^{3/2}$ [Conwell and Weisskopf, 1950, Brooks, 1955].

- **Phonons acoustiques (Acoustic Phonons)** : Il s'agit d'ondes de vibrations produites par le déplacement des atomes autour de leur position moyenne. Elles n'existent que sous certaines conditions, suivant des modes de vibrations. Les porteurs peuvent rentrer en collision avec les phonons, ce qui réduit leur mobilité. La dépendance en température de la mobilité est en $T^{-3/2}$ [Cardona and Peter, 2005].
- **Rugosité d'interface (Interface Roughness scattering (IRS))** : A l'interface entre deux semiconducteurs, un désordre d'interface peut pénaliser la mobilité des porteurs. En effet, lors de la fabrication des hétérostructures, il est supposé que les interfaces sont abruptes d'un dépôt d'un type de monocouche à un autre (InAs à GaSb par exemple). Plus la surface est rugueuse et plus la déformation de potentiel est importante et la mobilité du porteur en sera dégradée [Jacoboni, 2010].
- **Désordre d'alliage (alloy disorder)** : Il est présent pour des alliages de type ternaire ou plus. Cela a été vérifié expérimentalement dans le HgCdTe par [Glicksman, 1958] qui s'était basé sur des calculs théoriques. Cela peut-être présent dans les SR InAs/GaSb et InAs/InAsSb. Ce désordre d'alliage va induire une perturbation du potentiel du cristal semiconducteur et peut donc diminuer le libre parcours moyen du porteur.

Il s'agit d'une liste non exhaustive des mécanismes pouvant affecter le libre parcours moyen du porteur. Ces contributions peuvent être sommées avec une somme donnée par la règle de Matthiessen :

$$\frac{1}{\tau_{relax}} = \sum \frac{1}{\tau_{IS}} + \frac{1}{\tau_{AP}} + \frac{1}{\tau_{IRS}} + \frac{1}{\tau_{alloy}} \quad (1.13)$$

avec τ_{IS} pour le temps de relaxation lié au mécanisme des impuretés ionisées, τ_{AP} pour le temps de vie lié mécanisme des phonons acoustiques, et τ_{IRS} pour la rugosité d'interface, et τ_{alloy} pour le désordre d'alliage. Cette sommation s'applique si les mécanismes sont indépendants, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour les deux derniers. En effet, les mécanismes de désordre d'alliage et de diffusion d'interface proviennent du même phénomène : la ségrégation [Meng et al., 2014]. Lors du dépôt d'élément, par exemple avec la technique d'épitaxie par jet moléculaire, le dépôt ne va pas être instantané, ce qui va introduire des variations de l'élément le long de la croissance. Il y a aussi des échanges inter-atomiques [Steinshnider et al., 2000] qui participent à la diffusion d'interface. Tous ces mécanismes sont liés les uns aux autres et c'est pourquoi il n'est pas possible d'isoler les contributions de chacun et aboutir à un temps de relaxation lié à chacun de ces mécanismes [Takeda and Pearsall, 1981]. Cependant, il est possible de les supposer indépendants en première approximation afin de comprendre les influences des différents mécanismes.

Ainsi, nous pouvons constater que la mobilité (temps de relaxation) est un mécanisme intrabande tandis que le temps de vie est une mécanisme interbande. Plusieurs phénomènes peuvent les dégrader. La qualité matériau est primordiale afin de réduire l'influence des mécanismes diminuant ces deux quantités. Tandis que le design de la période (notamment via la masse effective) a une influence également importante sur leur évolution.

1.2.4.3 Retour sur le mécanisme de transport vertical

Nous venons de voir que le transport du porteur une fois photogénéré dépendait principalement de la mobilité et du temps de vie. Ces grandeurs peuvent être influencées par différents mécanismes qui sont inhérents au matériau et au design de super-réseau pour le temps de vie. Nous allons voir dans cette partie que la nature du transport vertical (intrabande) est aussi soumise en réalité à la qualité matériau via le temps de relaxation.

Transport par minibande (miniband conduction en anglais) : Nous avons vu au paragraphe 1.2.1.2 que le transport des porteurs dans la direction de croissance se faisait grâce à la formation de minibandes qui dépendent de la composition et de l'épaisseur de la période. Implicitement, cela signifie que le libre parcours moyen du porteur dépasse la période du super-réseau [Esaki and Tsu, 1970]. Cependant, nous avons uniquement considéré les aspects géométriques du matériau. Dans la réalité, des mécanismes peuvent dégrader le libre parcours moyen et plus précisément le temps de relaxation. Les sources de dégradation ont été évoquées précédemment. C'est pourquoi il est aussi nécessaire de prendre en compte explicitement la qualité matériau. D'après [Capasso et al., 1988] pour que le transport des porteurs se fasse par minibande (direction du super-réseau), le libre parcours moyen (l_{pm}) du porteur doit être supérieur à la période super-réseau :

$$l_{pm} = v_{max} \times \tau_{relax} = \frac{\Delta d}{\hbar} \tau_{relax} > d \quad (1.14)$$

avec v_{max} la vitesse de groupe v_d maximale du porteur définie avec l'Équation 1.11, d la période du super-réseau. Cette équation permet de rassembler l'ensemble des conditions pour qu'un super-réseau soit correctement formé, la condition géométrique via l'épaisseur Δ de la minibande et la condition de qualité du matériau via le temps de relaxation τ_{relax} . Si cette condition n'est pas remplie, un autre type de transport, moins efficace, peut être utilisé par les porteurs.

Transport par sauts (hopping transport en anglais) : Ce type de transport a été très vite prédit par [Döhler et al., 1975, Tsu and Döhler, 1975] après la première théorie du super-réseau. En effet, si la condition vue en Équation 1.14 n'est pas remplie, le transport par minibande ne peut pas se faire. Les porteurs sont alors localisés dans leurs puits respectifs. Cependant, le transport dans la direction de croissance peut toujours se faire via un effet tunnel assisté par phonons (Figure 1.18), appelé mécanisme par saut. En effet, le porteur va passer d'un puits à un autre (d'où le terme de saut) par interaction avec les phonons présents dans le matériau. Dans la Figure 1.18, l'effet tunnel est représenté entre deux puits quantiques séparés d'une distance d (période du super-réseau). Un champ électrique F a été appliqué, ce qui désaligne les deux puits. Dans le cas représenté, l'application du champ électrique permet d'aligner le niveau fondamental 1 du premier puits avec le niveau excité du second puits 2'. Une transition entre les deux niveaux d'un puits à un autre est alors possible (résonance, transition (a)). Après l'effet tunnel, le porteur redescend en énergie à l'état fondamental par émission d'un phonon (transition (b)). Un autre effet tunnel direct (transition (c)) entre les niveaux fondamentaux de chaque puits est aussi possible. Ces processus sont plus difficiles et la probabilité de transition entre les deux puits est faible, il vient en conséquence que la mobilité des porteurs est plus faible, de plusieurs décades, par comparaison au transport par minibande. Dans le cas d'une très forte localisation des porteurs, i.e les transitions ne peuvent se faire qu'entre puits adjacents, la mobilité calculée par [Calecki et al., 1984] est :

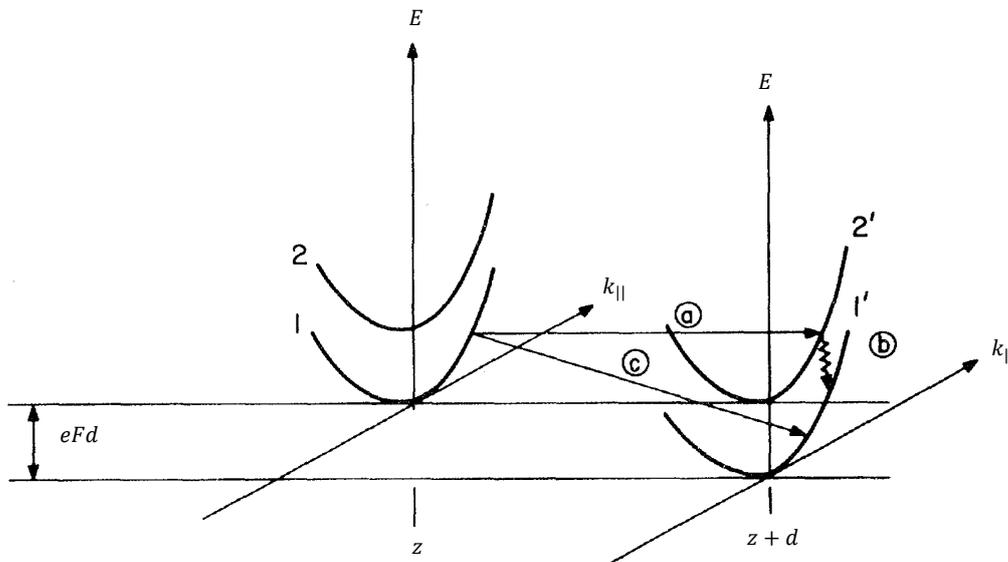


FIGURE 1.18 – Représentation des niveaux d'énergies dans la direction latérale $k_{||}$ (dans le plan des couches) pour deux puits voisins dont l'ensemble est soumis à un champ électrique F dans la direction de croissance (perpendiculaire aux couches) [Tsu and Döhler, 1975]. Il existe plusieurs processus pour l'effet tunnel. Le premier processus est un effet tunnel (a) suivi de l'émission d'un phonon (b). Le deuxième processus est un effet tunnel direct (c).

$$\mu = \frac{ed^2}{k_B T} W \quad (1.15)$$

avec W la probabilité moyenne de l'effet tunnel, d l'épaisseur de la période.

1.2.5 Collecte des porteurs

Une fois que les porteurs ont été photogénérés, il faut pouvoir les collecter afin qu'ils puissent contribuer au photocourant. Il existe aujourd'hui deux schémas de collecte des porteurs dans les structures à super-réseaux.

1.2.5.1 Les diodes PN

Historiquement, la jonction PN a été découverte expérimentalement par R.S.Ohl [Ohl, 1946] et conceptualisée par W.Shockley [Shockley, 1949]. Elle est devenue très rapidement une structure de référence dans le monde de l'électronique de par ses nombreuses fonctionnalités possibles. Dans une jonction PN, le courant ne peut circuler que dans un sens et l'association de deux semiconducteurs de type différents N et P va créer un champ électrique dans une zone au niveau de la jonction : il s'agit de la zone de charge d'espace (ZCE) illustrée en Figure 1.19.a. La ZCE bloque le transport des porteurs majoritaires tandis que celui des minoritaires est autorisé. La largeur W de la ZCE dans une hétérojonction (semiconducteurs différents) est donnée par :

2. Le super-réseau, une structure anisotrope

$$W = \sqrt{\frac{2}{e} \frac{\epsilon_a \epsilon_d}{\epsilon_a N_A + \epsilon_d N_d} \frac{(N_a + N_d)^2}{N_a N_d} (V_{bi} - V_{app})} \quad (1.16)$$

avec ϵ_a , ϵ_d les permittivités diélectrique des zones P et N respectivement, N_a , N_d les densités de porteurs introduites par le dopage, V_{bi} le potentiel de diffusion (built-in en anglais) de la jonction et V_{app} le potentiel externe appliqué. La largeur de la ZCE dépend donc des densités de porteurs et donc du dopage, résiduel ou intentionnel. Dans le cadre de la photodétection, cette ZCE est la propriété d'intérêt de la jonction PN. Deux types de zone sont identifiées : les zones neutres et la ZCE. Un porteur photogénéré dans une zone neutre doit diffuser jusqu'à la ZCE pour être collecté. Tandis qu'un porteur généré dans la ZCE est immédiatement collecté grâce à la présence du champ électrique qui l'accélère. L'architecture PIN a été ensuite introduite afin d'augmenter l'épaisseur de la ZCE et donc maximiser la collecte des porteurs. Une autre solution serait d'augmenter la tension de polarisation inverse de la photodiode, ce qui élargirait la ZCE. Cependant, des tensions de polarisation élevées ne sont pas souhaitables pour diverses raisons, nous pouvons citer par exemple la consommation électrique de telles structures en configuration matricielle.

Néanmoins, malgré toutes ces promesses, les développements effectués pour les photodiodes PIN super-réseaux n'ont pas permis d'atteindre les performances théoriquement prédites en terme de courant d'obscurité jusqu'en 2006. En cause, le courant de génération-recombinaison (GR). Il s'agit d'une contribution supplémentaire au courant d'obscurité de type diffusion. Dans le cas des super-réseaux, il devient plus important que le courant d'obscurité de diffusion à basse température et empêche donc la filière de se rapprocher voire dépasser les performances de la filière historique du MCT [Tennant, 2010]. C'est pourquoi, un deuxième schéma de collecte a été proposé afin de pallier ce verrou technologique.

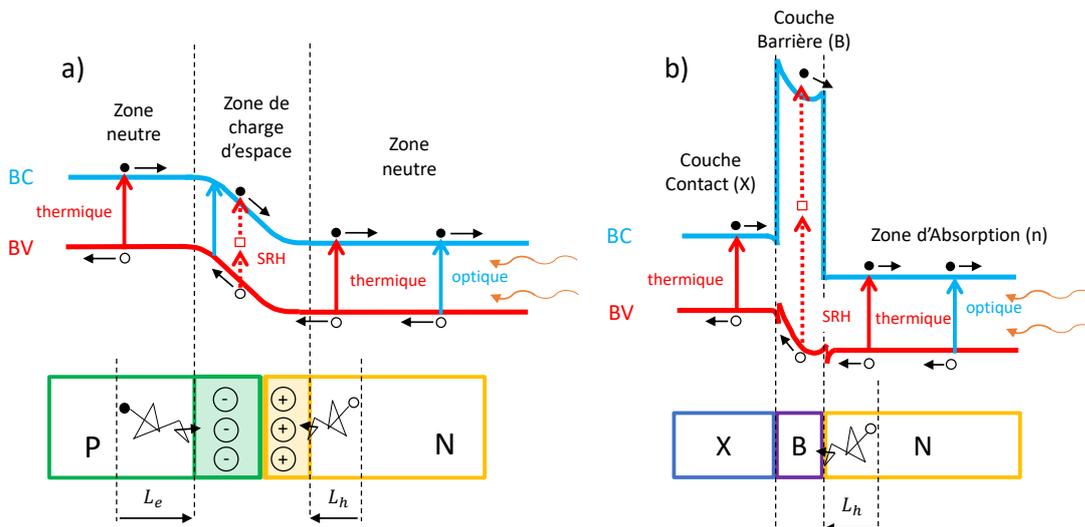


FIGURE 1.19 – Représentation des diagrammes de bandes (partie haute) et des différentes parties de chaque structure a) pour une jonction PN et b) pour une barrière XBn. Les processus de génération thermique et optique sont également indiqués, avec en particulier le mécanisme SRH.

1.2.5.2 Les diodes à barrière

Les diodes à barrière ou bariodes, ont été proposées en 2006 par Maimon et Wicks sur des matériaux de type massif (InAs et InAsSb) [Maimon and Wicks, 2006] afin de résoudre le problème de courant GR dans les photodiodes PIN. En effet, le courant GR a pour origine les pièges de type SRH présents dans le matériau. Ces pièges SRH peuvent générer des porteurs (aussi bien électrons que trous) et/ou capturer des porteurs. L'étude des statistiques de recombinaisons par W. Shockley et W.T. Read [Shockley and Read Jr, 1952] puis par R.N. Hall [Hall, 1952] des pièges SRH ayant pris leurs noms, a permis d'avoir des outils d'analyse sur ce phénomène et les paramètres pouvant les influencer. Ce phénomène met en fait en compétition la génération et la recombinaison de porteurs. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, la recombinaison des porteurs est alors fortement diminuée, les porteurs étant grandement accélérés par le champ électrique. Le processus de génération devient alors dominant, en conséquence le courant d'obscurité augmente, puisque les porteurs générés par ces pièges ne sont plus capturés (ou très peu). Or, le schéma de collecte de la photodiode PIN repose principalement sur la ZCE, zone avec présence d'un champ électrique, pour maximiser la collecte des porteurs (Figure 1.19.a).

D'où la nécessité d'une nouvelle architecture. Conceptualisée de façon générale (sur du matériau massif aussi) par P.C.Klipstein [Klipstein, 2008], la bariode ne possède plus de ZCE (Figure 1.19.b). Elle se compose de trois parties distinctes : la zone d'absorption (ZA), la couche barrière (CB) et la couche contact (CC). Son fonctionnement est le suivant : les photons sont absorbés dans la ZA, les porteurs minoritaires (trous dans l'exemple de la Figure 1.19.b) diffusent jusqu'à la couche contact. Les porteurs majoritaires (électrons dans l'exemple) sont bloqués par la présence d'une barrière de potentiel dans la bande de conduction. La CB a un double rôle, premièrement de bloquer les porteurs majoritaires afin de diminuer le courant d'obscurité et deuxièmement, de contenir le champ électrique afin qu'il ne se déverse pas dans la ZA. Le grand gap de la CB, comparé à la ZA, permet de diminuer drastiquement le courant d'obscurité GR. En effet, plus le gap est grand, et plus les probabilités de capture/recombinaisons sont faibles. La CC est une couche en contact avec le métal qui permet de collecter les porteurs.

Ainsi, grâce à cette nouvelle structure, le courant GR est fortement réduit comme présenté en Figure 1.20. À basse température, le courant d'obscurité est dominé par le régime GR (i.e le courant d'obscurité GR est plus important que celui de diffusion) pour la diode PIN, tandis que la bariode en régime de diffusion possède un courant d'obscurité plus faible. Aux hautes températures, les deux structures sont dans le même régime de courant d'obscurité de diffusion. Nous pouvons voir que deux types de performances peuvent être atteintes avec la bariode : l'iso-performance en courant d'obscurité mais avec une température de fonctionnement plus élevée (1), ou la réduction du courant d'obscurité à iso-température (2).

Un autre avantage apporté par cette structure concerne le courant d'obscurité dû à des courants de fuite de surface. En effet, lors du design d'un détecteur, le plus souvent seules les propriétés dites volumiques (pour le "coeur du matériau" par opposition à la surface) sont considérées. Cependant, un courant de fuite peut s'établir entre le contact de la partie haute exposée du détecteur (dite top contact en anglais) et la zone responsable de la photogénération des porteurs (P,I et N pour une diode PIN et la zone d'absorption pour la bariode). Le courant de fuite correspond à un courant de porteurs majoritaires d'électrons partant du top contact vers le bottom contact. Une jonction PN ne peut pas bloquer ce courant, il en résulte que le courant d'obscurité à basse température est plus élevé et diminuer la température ne permet pas (ou très peu) de diminuer le courant de surface comme

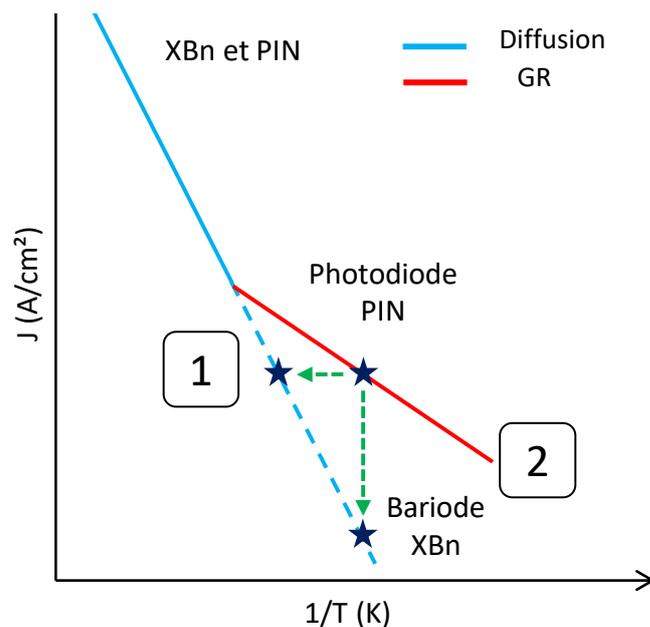


FIGURE 1.20 – Diagramme d'Arrhenius de principe de la densité de courant d'obscurité pour une photodiode PIN et une bariode. Les régimes de courant d'obscurité sont indiqués.

cela est présenté par certaines mesures [Sidor et al., 2016] en Figure 1.21. En revanche, avec une bariode, la présence d'une barrière dans la bande de conduction permet de bloquer le flux de porteurs majoritaires du contact vers la zone d'absorption. Ainsi, le courant de fuite est supprimé avec une bariode comme cela est montré sur la Figure 1.21. Plus de détails sont donnés en Annexe A. Un dernier avantage de cette architecture est qu'elle permet d'envisager de ne pas graver entièrement pour délimiter les pixels. Nous y revenons dans le paragraphe 1.3.1.

La structure à barrière apporte donc des améliorations significatives sur des performances élémentaires. Ses répercussions sur les performances de type système (matrice dans un bloc détecteur avec cryostat opérationnel) sont importantes. En 2013, SCD [Klipstein et al., 2013] annonce pour un détecteur commercial InAsSb de type bariode fonctionnant à une température détecteur de 150K, une consommation électrique divisée par 3, un temps de mise en froid divisé par 4 comparé à la filière InSb (type photodiode) refroidie à 77K. Ainsi, l'amélioration des performances par le passage à la structure à bariode a permis des gains impressionnants sur des critères de type système.

Néanmoins, cette nouvelle structure apporte ses propres problématiques. En effet, la collecte des porteurs repose uniquement sur la longueur de diffusion cette fois. Il va donc être important d'optimiser la structure en fonction de cette longueur de diffusion. Par exemple, l'épaisseur de la ZA ne pourra pas dépasser la longueur de diffusion des porteurs. De plus, il faudra se poser la question de quel type de porteur il faut exploiter. A priori, les électrons seraient le premier choix, car étant plus légers que les trous, leur longueur de diffusion sera plus importante. Cependant, créer des barrières dans la bande de valence n'est pas évident. Enfin, la qualité matériau est d'autant plus critique puisque la collecte repose uniquement sur la diffusion des porteurs. Il sera donc important d'éliminer, réduire tout mécanisme qui pénalise la longueur de diffusion.

Ainsi, nous avons vu que la collecte des porteurs est un paramètre clé pour avoir un rendement

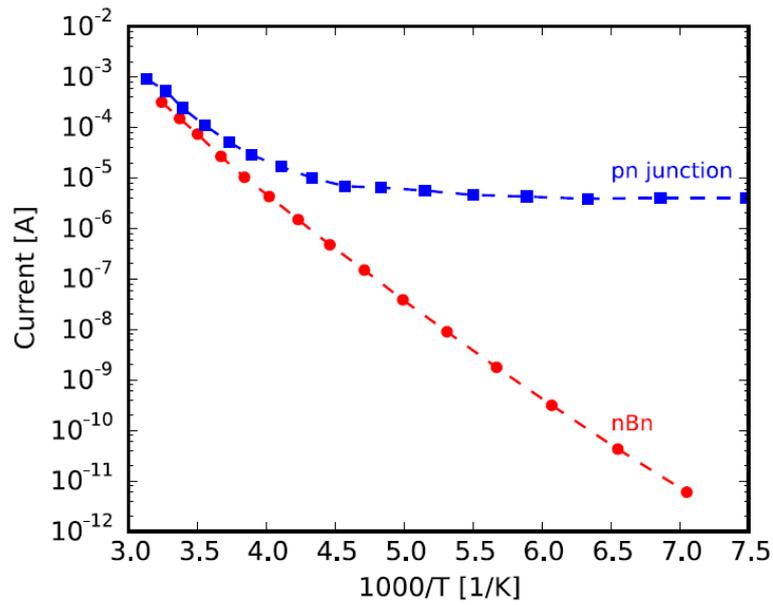


FIGURE 1.21 – Diagramme d'Arrhenius du courant d'obscurité pour une diode type PN et une barodiode nBn [Sidor et al., 2016]. A basse température, l'indépendance du courant d'obscurité de la diode PN avec la température montre la présence d'un courant surfacique.

quantique important dans les diodes. Malheureusement, le schéma de la PIN est pénalisé par la présence du courant d'obscurité GR trop important dans les super-réseaux. C'est pourquoi la barodiode a été proposée pour pallier ce problème. Cependant, la barodiode a ses propres challenges également, et ce sera l'objectif de cette thèse de les étudier.

1.3 Spécificités des SR InAs/GaSb et InAs/InAsSb

Les structures à barrières ont été introduites il y a une dizaine d'années désormais, de nombreux développements ont été effectués et plus particulièrement pour le SR InAs/GaSb (appelé aussi Ga-containing en anglais) du MWIR au VLWIR. Le SR InAs/InAsSb (appelé aussi Ga-free en anglais) est un matériau apparu récemment comme alternative au SR InAs/GaSb. Dans cette section, nous allons voir les spécificités de chaque matériau, les contraintes qu'elles apportent et dans quelles mesures les deux matériaux sont complémentaires l'un de l'autre.

1.3.1 Le matériau

La croissance par épitaxie par jets moléculaires permet aujourd'hui d'obtenir une grande qualité cristalline du matériau et d'assurer une bonne uniformité, ce qui est important pour la fabrication de matrices de grande taille. Elle a nécessité plusieurs années de développement. Les premières croissances ont eu lieu au début des années 1980 juste après la proposition de super-réseau InAs/GaSb [Sai-Halasz et al., 1978]. Il a été montré dans les années 1990 que la rugosité d'interface pénalisait la mobilité des porteurs [Meyer et al., 1992, Hoffman et al., 1994] sur différents super-réseaux. Dans les années 2000, des travaux ont été menés afin de résoudre le problème de qualité des interfaces entre l'InAs et le GaSb [Kaspi et al., 2001, Rodriguez et al., 2005]. L'interface InSb a alors été choisie afin de compenser le léger désaccord de maille entre l'InAs et le GaSb. Ainsi, cette compensation des contraintes permet d'avoir un matériau sans épaisseur critique car le super-réseau est alors accordé en mailles. Ensuite, les travaux se sont portés sur la température de croissance [Haugan et al., 2004, Rodriguez et al., 2005] et la température de 400°C a été retenue comme celle optimale, ce qui a permis d'obtenir une bonne qualité matériau aujourd'hui.

Pour le SR InAs/InAsSb, très vite les travaux se sont concentrés sur la qualité matériau. Premièrement, l'accord de maille est réalisé non pas grâce aux interfaces mais à la quantité d'antimoine de l'InAsSb. Le paramètre de maille moyen de la période du super-réseau est choisi de façon à être égal à celui du substrat GaSb. Deuxièmement, pour le SR InAs/GaSb où un matériau de type P est privilégié pour le bon transport des électrons, pour le SR InAs/InAsSb un matériau de type N est utilisé à cause de contraintes qui lui sont spécifiques. En effet, il est difficile de réaliser une barrière dans la bande de valence avec ce matériau en utilisant la barrière AlAsSb. Il s'agit d'un alliage et pas d'un super-réseau car ce matériau convenait et est plus facile à fabriquer qu'un super-réseau. Cependant, il a été montré récemment, via des mesures de photoluminescence sur des super-réseaux InAs/InAsSb MWIR, que les porteurs (trous) sont localisés dans les puits d'InAsSb à très basse température (15K à 50K), ce qui rendrait potentiellement difficile le transport via minibande [Lin et al., 2015] dans ce type de structure. Ainsi, malgré une longue durée de vie des porteurs dans le matériau, il reste encore des problématiques à résoudre qui sont propres au matériau SR InAs/InAsSb.

Enfin, les deux matériaux ont une problématique de courant surfacique liée au super-réseau. Le design de la barrière permet de bloquer le courant surfacique provenant du top contact comme vu précédemment en 1.2.5.2. Le niveau de Fermi d'un semiconducteur peut changer entre la partie dite volumique et la surface. Selon le positionnement du niveau de Fermi de surface par rapport aux bandes de conduction et de valence, la surface du semiconducteur sera de type N ou de type P [Tiwari and Frank, 1992, Sidor et al., 2015, Sidor et al., 2016] comme montré en Figure 1.22. Il est montré par des études empiriques que le niveau de Fermi de surface en valeur absolue est le même pour différents

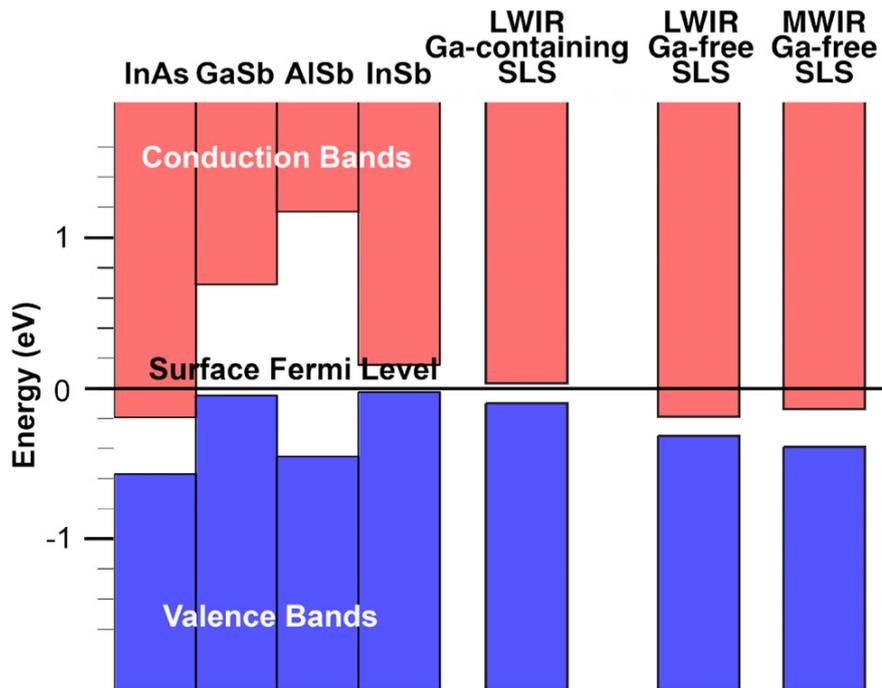


FIGURE 1.22 – Position des bandes valence et conduction de différents matériaux et T2SL par rapport au niveau de Fermi de surface [Tiwari and Frank, 1992, Sidor et al., 2015].

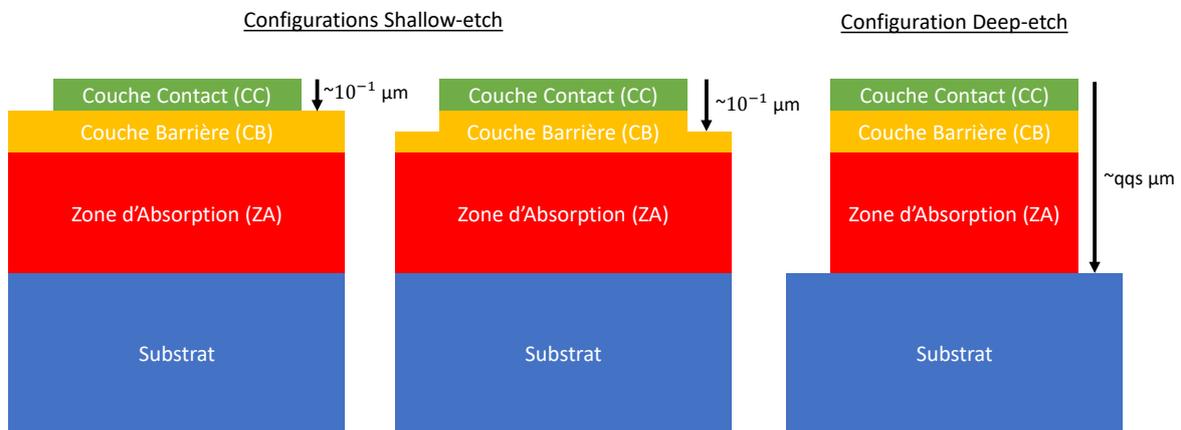


FIGURE 1.23 – Schéma simplifié de l'empilement d'une barrière avec la représentation de la profondeur de gravure. Les deux premières sont des configurations shallow-etch avec une gravure s'arrêtant avant la barrière ou dans celle-ci. La dernière représentation est celle d'une gravure "classique" deep-etch (gravure complète). Des flèches avec des ordres de grandeurs des profondeurs de gravure sont indiqués.

matériaux III-V, c'est pourquoi dans cette figure le niveau de Fermi de surface est fixé à 0 meV. Les niveaux d'énergie des bandes de conduction et de valence de différents matériaux bulk (InAs, GaSb,

AlSb, InSb) et super-réseaux (Ga-containing SLS = InAs/GaSb et Ga-free SLS = InAs/InAsSb) sont représentés également. Si le niveau de Fermi de surface est proche de la bande de conduction ou dans celle-ci, alors la surface sera de type N. Tandis que s'il se trouve proche de la bande valence ou dans celle-ci, la surface sera de type P. Or, comme il peut être constaté sur la Figure 1.22, les super-réseaux InAs/GaSb et InAs/InAsSb ont une surface de type N, et ce quel que soit le type de la partie volumique. Si la zone d'absorption est de type P, alors du courant GR sera présent à cause de la jonction créée entre la partie volumique et la surface du semiconducteur. De plus, la barrière de potentiel dans la bande de valence pour la ZA de type P ne pourra pas bloquer le flux de porteurs majoritaires, à la surface de type N, qui seront des électrons.

C'est pourquoi, une solution proposée consiste à ne pas graver complètement la barrière et de ne graver soit que le top contact soit une partie de la barrière (shallow-etch en anglais), au lieu de la gravure complète (deep-etch en anglais). De cette façon, la zone d'absorption n'étant pas exposée, il n'y aura pas de courant surfacique et nous gardons le rôle de la barrière qui bloque le courant surfacique provenant du top contact (pour le cas shallow-etch du top contact seulement). Un schéma de ces gravures est présentée en Figure 1.23. De plus, un avantage apporté par cette gravure partielle serait du point de vue du fill-factor pour la configuration matricielle (% de la surface du pixel effectivement absorbante) car la gravure complète des pixels fait perdre en surface absorbante, alors que la gravure shallow-etch non. La performance de cette solution est en cours d'étude dans la communauté, et il s'agit de l'un des objectifs de cette thèse, qui est de caractériser des barrières avec une gravure de type shallow-etch, afin de savoir si cette solution peut être utilisée.

1.3.2 Absorption optique et longueur d'onde de coupure ajustable

Au niveau de l'absorption optique, les deux matériaux présentent de très bonnes performances expérimentales et très proches à gap équivalent comme présenté en Figure 1.24 [Klipstein et al., 2014]. La période de l'InAs/InAsSb est symétrique dans cet exemple, elle n'est donc pas optimale puisque une période asymétrique permettrait d'augmenter le recouvrement. Nous pouvons constater que la densité conjointe d'état est plus 2D pour l'InAs/GaSb (pente abrupte) que pour l'InAs/InAsSb en observant les formes des coefficients d'absorption respectifs.

Nous avons vu qu'il existe différents types d'alignement en paragraphe 1.2.1.1 des hétérostructures qui leur donnent plus ou moins de flexibilité sur les gaps atteignables. Dans un super-réseau de type-I, le gap minimal atteignable est égal à celui du matériau qui possède le plus petit des deux composant la période. Dans un super-réseau de type-II staggered, le gap minimal atteignable est égal à la différence d'énergie entre la bande de valence du matériau de plus grand gap et la bande de conduction du matériau de gap le plus petit. Enfin, dans un super-réseau de type-II broken gap, le gap du super-réseau peut être plus petit que celui des matériaux le constituant. L'InAs/GaSb est un super-réseau de type-II broken gap, il a été démontré expérimentalement que ses longueurs d'onde de coupure pouvaient être comprises entre 3 μm et 32 μm [Wei et al., 2002, Hoang et al., 2012]. La longueur d'onde de coupure du super-réseau dépend de l'épaisseur de la période. Pour pouvoir augmenter la longueur d'onde de coupure, il faut augmenter l'épaisseur de la période. Cependant, augmenter l'épaisseur de la période diminue le recouvrement optique, ce qui pénalise également le transport des porteurs, puisque l'épaisseur de minibande diminue jusqu'à arriver au stade d'un multi-puits quantique. C'est pourquoi des structures avec une composition asymétrique ont été employées comme nous l'avons vu en paragraphe 1.2.2.1.

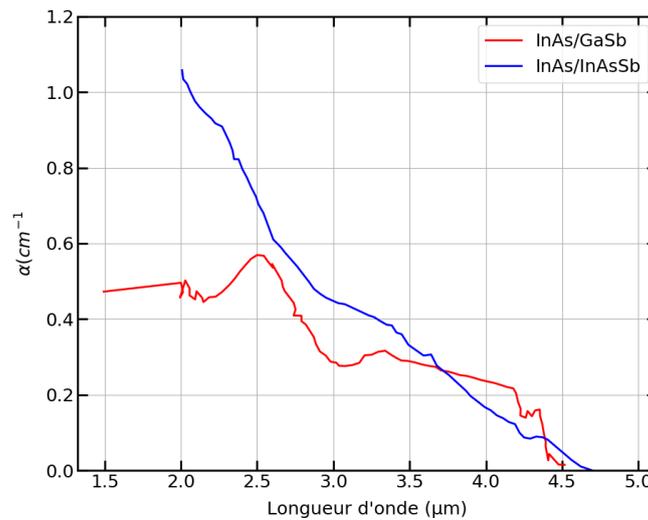


FIGURE 1.24 – Coefficient d'absorption mesurés pour des structures (8.4/13.7) InAs/GaSb et (12.8/12.8) InAs/InAs_{0.815}Sb_{0.185} dans le MWIR à 77K [Klipstein et al., 2014].

L'InAs/InAsSb est un super-réseau de type-II staggered, il possède moins de flexibilité par rapport à l'InAs/GaSb. Son gap ajustable peut aller du MWIR au VLWIR, des structures allant jusqu'à 10 μm et 14 μm ont été fabriquées [Haddadi et al., 2017a, Hoang et al., 2014]. Des études montrent que la densité conjointe d'état du super-réseau est un paramètre secondaire dans l'optimisation de l'absorption du super-réseau [Webster et al., 2015a, Webster et al., 2015b]. La diminution de l'épaisseur de la période du super-réseau augmente le recouvrement mais elle augmente aussi le gap et change donc la longueur d'onde de coupure du détecteur. Pour maintenir le gap constant, il faut augmenter alors la fraction d'antimoine tout en respectant l'accord de maille. Cependant, augmenter la fraction d'antimoine diminue le recouvrement. Ainsi, il existe deux effets concurrents dans la conception de la période de l'InAs/InAsSb. Cela conduit alors à une conception optimale du super-réseau qui n'utilise pas nécessairement la plus petite épaisseur de période et la plus petite fraction molaire de Sb pour maximiser le recouvrement des fonctions d'onde. En utilisant le recouvrement comme paramètre d'optimisation, l'ensemble des conceptions de super-réseaux qui obtiennent une absorption maximale peut être déterminé en fonction de la longueur d'onde.

1.3.3 Transport des porteurs

1.3.3.1 Mobilité

L'absorption optique va définir le nombre de porteurs qui va être photogénéré. Il faut ensuite que le transport des porteurs soit efficace afin de ne pas les perdre. Nous avons vu en paragraphe 1.2.4 que le transport des porteurs est représenté par la longueur de diffusion L_{Diff} et qu'il dépendait à la fois de la qualité matériau et de la géométrie du super-réseau via les minibandes. Les paramètres d'importance étant la mobilité et le temps de vie des porteurs.

Dans la section 1.2.4 nous avons défini la mobilité de façon générale. Le super-réseau étant un matériau anisotrope, deux mobilités peuvent être définies : une dans le plan des couches, appelée mobilité latérale μ_{\parallel} qui a des propriétés de matériau bulk et l'autre dans la direction de croissance, appelée mobilité verticale μ_{\perp} qui, elle, a des propriétés liée au super-réseau. La mobilité mixte est une mobilité

entre les mobilités verticale et latérale, nous la considérons comme la mobilité du porteur en l'absence de direction de transport privilégiée. La relation entre les trois quantités n'est pas directe, puisque la mobilité dépend de la masse effective, qui elle dépend de l'énergie de dispersion. La mobilité qui nous intéresse dans un super-réseau, est la mobilité verticale, car c'est elle qui va régir la conduction du courant. Lors de la conception d'un super-réseau pour une structure barrière, il est alors important de savoir quel type de porteur est utilisé, puisque le transport dans une barrière repose sur la diffusion et non pas sur la dérive (champ électrique).

Les propriétés de transport ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Nous les rassemblons dans les Tableaux 1.2 pour le SR InAs/GaSb et 1.3 pour le SR InAs/InAsSb. De nombreuses techniques de mesures ont été employées afin d'explorer le transport des porteurs dans les super-réseaux. La disparité des mesures que nous pouvons constater est due à de nombreux facteurs dont : les expériences sont différentes et possèdent leurs propres incertitudes de mesure, les structures ne sont pas les mêmes d'un type de mesure à une autre. Certaines techniques sont optiques tandis que d'autres sont électroniques, seulement. Cette disparité de mesure est également liée à la difficulté de la mesure : le matériau étant anisotrope, il faut être capable de différencier les directions de transport avec la mesure employée.

Pour le SR InAs/GaSb, la plupart des structures sont de type P, les électrons sont choisis comme porteurs minoritaires car de masse effective plus faible que les trous. La plupart du temps, l'épaisseur de la minibande est telle que le transport vertical est presque de type bulk. C'est pourquoi les mobilités verticale et latérale sont de même ordre de grandeur.

Pour le SR InAs/InAsSb, la plupart des structures sont de type N pour les raisons évoquées précédemment en paragraphe 1.3.1. Les trous de masse effective plus élevée ont une mobilité plus faible et ce de plusieurs ordres de grandeur. Il en résulte que la longueur de diffusion va être pénalisée. C'est pourquoi la communauté super-réseau [Olson et al., 2017] s'est très récemment mise à extraire les propriétés de la mobilité, afin de comprendre le mécanisme qui la régit. Quantifier cette valeur est très important pour prédire la longueur de diffusion des porteurs dans la structure étudiée et il s'agit d'un des axes de mon étude dans cette thèse.

TABLE 1.2 – Résumé de propriétés de transport du matériau InAs/GaSb extraites de la littérature.

Période (MC) et $\lambda_c(\mu m)$ et T(K)	Mobilité [$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$]	L_{diff} (μm)	Temps de vie [ns]	Référence
(13/13) 8 μm 77K	$\mu_{e,m} = 1100$	$L_e = 0.32$	210	[Li et al., 2004] ³
(43.9/27.8) 11.3 μm 77K	$\mu_{e,m} = 5000$	$L_{e,\perp} = 3.5$	-	[Aifer et al., 2006] ^{1,2}
(55/24) 4 μm 77K	$\mu_{e,\parallel} = 6126$	-	-	[Haugan et al., 2010] ⁴
(21/24) 8 μm 77K	$\mu_{h,\parallel} = 8000$	-	-	
(45/24) 12 μm 77K	$\mu_{e,\perp} = 1100$	$L_{e,\perp} = 2$	70	[Zuo et al., 2013] ³
(10/16) 12 μm 77K	$\mu_{e,\perp} = 700$	-	90	[Olson et al., 2013a] ³
(8/16) 12 μm 77K	$\mu_{h,\perp} = 6$	-	90	
(10/10) 4 μm 4K	$\mu_{e,\perp} = 10000$	-	-	[Suchalkin et al., 2011] ⁴
(10/10) 4 μm 4K	$\mu_{e,\parallel} = 14000$	-	-	
(42/21) 9 μm 4K	$\mu_{e,\perp} = 14600$	-	-	
(42/21) 9 μm 4K	$\mu_{e,\parallel} = 19000$	-	-	
(14/7) 9 μm 80K	$\mu_{e,\perp} = 2460$	-	-	[Umana et al., 2012] ⁵
(14/7) 9 μm 80K	$\mu_{h,\perp} = 280$	-	-	
(10/10) 5 μm 80K	$\mu_{e,\perp} = 5000$	$L_{e,\perp} = 12$	30	[Taghipour et al., 2017] ^{2,5}
(10/10) 5 μm 80K	$\mu_{e,\perp} = 200$	$L_{e,\perp} = 2$	20	[Taghipour et al., 2019] ^{3,5}

¹ Mesure par effet Hall

² Mesure par rendement quantique

³ Mesure par courant induit par faisceau d'électrons

⁴ Mesure par effet cyclotron

⁵ Mesure par temps de vie

3. Spécificités des SR InAs/GaSb et InAs/InAsSb

TABLE 1.3 – Résumé de propriétés de transport du matériau InAs/InAsSb extraites de la littérature.

Période (Å) et x (Sb) $\lambda_c(\mu m)$ et T(K)	Mobilité $[cm^2.V^{-1}.s^{-1}]$	L_{diff} (μm)	Temps de vie [ns]	Référence
(49/45) 19% 5.5 μm 6K	$\mu_{h,\perp} = 60$	$L_{h,\perp} = 0.75$	200	[Zuo et al., 2015] ^{1,2}
(103/19) 45% 12.5 μm 110K	$\mu_{h,\perp} = 360$	$L_{h,\perp} = 0.25$	20	[Olson et al., 2017] ³
(5.1/1.65) 35% 5.5 μm 80K	$\mu_{h,\perp} = 1.2$	$L_{h,\perp} = 0.75$	75	[Yoon et al., 2017] ^{1,2}
NR 50% 10.1 μm 77K	$\mu_{h,\parallel} = 3300$	-	300	[Brown et al., 2017] ^{2,4}
NR 50% 10.3 μm 77K	$\mu_{e,\parallel} \approx 10^5$	-	437	
(173/72) 28% 8.2 μm 77K	-	-	412	[Steenbergen et al., 2011] ²
(47/17) 33% 5.4 μm 77K	-	-	9000	[Olson et al., 2012] ²
(45/13) 45% 4.9 μm 200K	-	-	2800	[Höglund et al., 2013] ²

NR : Non Renseigné

¹ Mesure par courant induit par faisceau d'électrons

² Mesure par temps de vie

³ Mesure avec un transistor bipolaire

⁴ Mesure par effet Hall

1.3.3.2 Temps de vie

Lorsque la température du détecteur est élevée ou que le dopage est élevé, l'effet Auger est très souvent le mécanisme de recombinaison dominant. A l'heure actuelle, les filières HgCdTe et InSb sont limitées par le mécanisme Auger à haute température, le mécanisme SRH pouvant potentiellement permettre d'atteindre un plus grand temps de vie. Pour le HgCdTe des mesures de temps de vie de l'ordre de 20 μs ont été montrées dans le MWIR [Gravrand et al., 2018] limitées par les mécanismes Auger et SRH.

Dans le cas du super-réseau, l'ingénierie des bandes peut permettre de réduire les mécanismes Auger et donc d'augmenter le temps de vie Auger. En effet, des calculs théoriques par [Grein et al., 1992, Grein et al., 1995] pour un super-réseau InAs/GaInSb ont permis de montrer qu'il est possible de réduire la probabilité et la fréquence des recombinaisons Auger. Ces théories furent confirmées expérimentalement quelques années plus tard par [Youngdale et al., 1994, Mohseni et al., 1998]. Il s'agit d'une des performances qui ont suscité l'engouement de la communauté détecteur infrarouge refroidis pour un tel matériau.

Récemment des travaux suggèrent même qu'il serait également possible via l'ingénierie des bandes de déplacer le niveau moyen des pièges SRH [Grein et al., 2012, Aytac et al., 2016] et les placer en dehors du gap du super-réseau. Cependant, il n'existe à ce jour aucun travaux qui confirme cette performance.

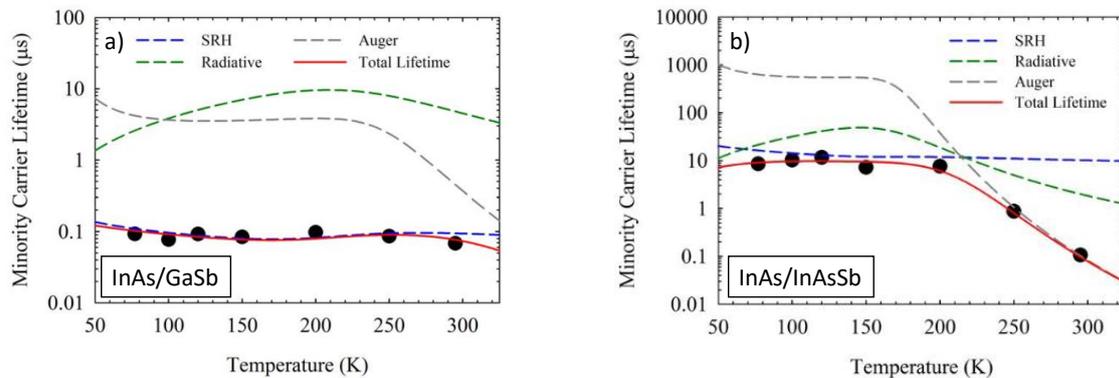


FIGURE 1.25 – Évolution des temps de vie en fonction de la température pour des échantillons non-intentionnellement dopés a) pour l'InAs/GaSb (3.1 nm/4.9 nm) $\lambda_c = 4.85\mu\text{m}$ b) pour l'InAs/InAs_{0.67}Sb_{0.33} (4.7 nm/1.74 nm) $\lambda_c = 5.38\mu\text{m}$ [Olson, 2013]

Des mesures de temps de vie pour le SR InAs/GaSb et le SR InAs/InAsSb ont été effectuées avec des calculs théoriques des contributions de chaque mécanisme par [Olson, 2013] en Figure 1.25. Le SR InAs/GaSb a un temps de vie pénalisé par le mécanisme SRH, avec un temps de vie inférieur à 100 ns (80 ns dans le MWIR et 30 ns dans le LWIR d'après d'autres études [Donetsky et al., 2010, Connelly et al., 2010]) contre plusieurs μs pour le HgCdTe type P [Kinch et al., 2005]. Nous pouvons également remarquer la relative indépendance à la température du temps de vie qui est caractéristique du mécanisme SRH. Le temps de vie Auger, lui, est supérieur d'un à deux ordres de grandeur. Il a été montré que la présence de défauts natifs au gallium, dans le SR InAs/GaSb, est probablement responsable de cette durée de vie limitée [Svensson et al., 2011]. Pour le SR InAs/InAsSb, un temps de vie de 10 μs est rapporté [Olson et al., 2012], limité également par le mécanisme SRH. Le temps

de vie commence donc à être comparable à celui des matériaux bulk, c'est pourquoi les récents efforts de la communauté se sont concentrés sur le Ga-free.

1.3.4 Synthèse

Ainsi, l'ensemble des propriétés du SR InAs/GaSb et du SR InAs/InAsSb ont été résumées. Nous pouvons voir que plus qu'une concurrence entre les deux matériaux, il y a une complémentarité. En effet, le temps de vie plus long de l'InAs/InAsSb permet de réduire le courant d'obscurité et d'augmenter la température détecteur dans le MWIR pour pouvoir atteindre une température de travail à 150K. Cependant, le design le plus adéquat étant de type N pour supprimer les courants surfaciques (et car il est difficile de réaliser une barrière dans la bande de valence), les trous sont les porteurs minoritaires exploités alors qu'ils possèdent une masse effective plus élevée. L'application dans le LWIR et le VLWIR est alors mise en difficulté car l'augmentation de la période localise les porteurs dans les puits et les trous ont alors des propriétés de transport pénalisées dans la direction de croissance. Enfin, l'absorption optique du SR InAs/InAsSb ne sera pas optimale car il faut trouver un compromis entre la quantité de Sb et l'épaisseur de la période, qui ont des effets qui s'opposent pour la détermination du gap du super-réseau. Il vient que pour le moment, le SR InAs/GaSb reste plus adapté pour le LWIR, les porteurs minoritaires exploités étant les électrons et son absorption optique étant optimale. Un calcul effectué par [Klipstein et al., 2014] (voir Figure 1.26) a permis de montrer dans le LWIR que les valeurs de rendement quantique de l'InAs/InAsSb XBn resteront inférieures à celles de l'InAs/GaSb XBP, du fait de la pénalisation du transport des porteurs et de l'absorption non optimale de la structure Ga-free.

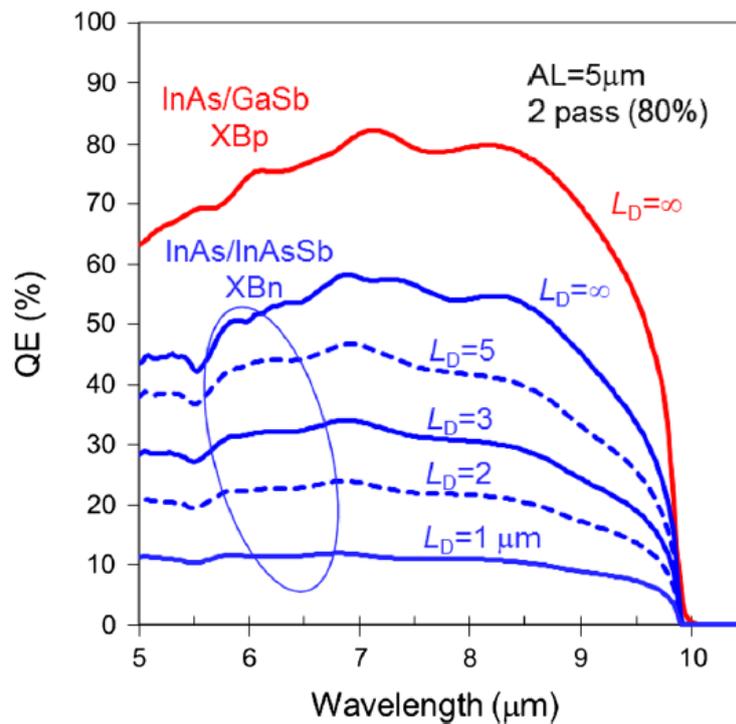


FIGURE 1.26 – Calculs théoriques des rendements quantique de structures InAs/GaSb XBp et InAs/InAsSb XBn en configuration matricielle (double passage) avec une même épaisseur de zone d'absorption de $5\mu\text{m}$. Les valeurs de longueurs de diffusion L_D des porteurs utilisées ont été indiquées pour chaque calcul [Klipstein et al., 2014]. Même avec une longueur de diffusion infinie, le QE du SR InAs/InAsSb resterait inférieur à celui du SR InAs/GaSb.

1.4 État de l'art en 2018

Avec cette grande diversité de détecteurs et des filières qui existent, il n'est pas aisé de s'y retrouver. L'objectif de cette section est de donner du recul au lecteur et des points de comparaison afin de mieux situer le contexte de l'étude.

1.4.1 Panorama des différentes filières

La Figure 1.27 de [Ribet-Mohamed et al., 2021] synthétise les bandes spectrales atteintes et les formats matriciels obtenus par les différentes filières. A l'exception des super-réseaux et des multipuits quantiques, les autres filières sont des matériaux massifs. La filière InGaAs couvre une partie de la fenêtre SWIR et n'a pas besoin d'être refroidie dans cette bande et a déjà été fabriquée en matrices mégapixel. La filière InSb couvre le MWIR, et fonctionne à température cryogénique, des matrices de 3 mégapixels ont déjà été fabriquées. La filière InAsSb (matériau bulk ici, pas de SR) est récente et ne couvre qu'une partie du MWIR ($\lambda_c = 4.2 \mu\text{m}$ à 150K). Sa température de fonctionnement est de 150K et des matrices mégapixels ont déjà été fabriquées.

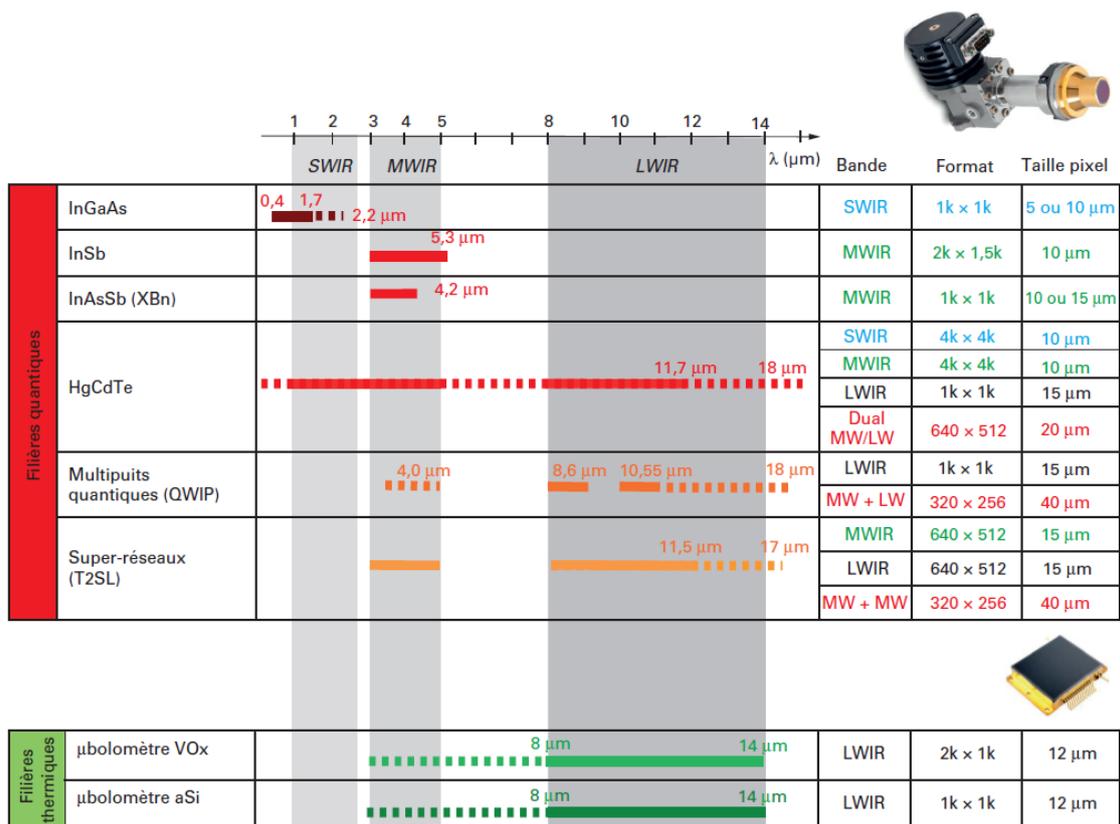


FIGURE 1.27 – Panorama des filières de détecteurs matriciels infrarouge. En trait plein : détecteurs commerciaux ; en pointillés : démonstrateurs de laboratoire [Ribet-Mohamed et al., 2021]

Ensuite, les trois dernières filières quantique se distinguent dans leur grande couverture de la bande spectrale infrarouge : le HgCdTe, les multipuits quantique (QWIP) et les super-réseaux (T2SL). Nous

décrivons rapidement les caractéristiques et challenges des deux filières concurrentes au super-réseau.

Le HgCdTe (MCT) est une filière qui existe depuis les années 1960, elle est donc d'une grande maturité. Aujourd'hui elle couvre le SWIR, le MWIR et le LWIR avec des matrices mégapixels ou des détecteurs multispectraux. Son gap est ajustable en modifiant la proportion de mercure et de cadmium tout en permettant un faible écart par rapport au paramètre de maille. À sa grande flexibilité en longueur d'onde, il faut rajouter un coefficient d'absorption élevé et de faibles recombinaisons SRH, ce qui permet d'obtenir d'importants rendements quantique (70% - 80%) [Rogalski et al., 2019] tout en ayant un faible courant d'obscurité. Les efforts actuels se concentrent sur l'augmentation de la température de fonctionnement dans le MWIR, la réduction des pixels clignotants et l'amélioration du processus de fabrication dans le LWIR. En effet, le coût des substrats CdZnTe grand format et le désaccord de mailles dans le LWIR augmentent, rendant la fabrication du détecteur plus complexe.

Les détecteurs multipuits quantiques dits QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) se distinguent des autres filières par la nature de la transition optique. En effet, il s'agit de transitions optiques intrabande dans des puits quantiques (en général dans la bande de conduction). Ainsi, un seul type de porteur intervient, ce qui fait de cette structure un composant unipolaire. Pour les QWIP, un matériau de référence est le GaAs/AlGaAs, il fait donc partie de la famille des semiconducteurs III-V et bénéficie donc d'une plus grande stabilité, puisque leurs liens sont plus forts que pour des matériaux II-VI. La disponibilité de substrat de grande taille permet la fabrication de matrices à grand format pixel. Cependant, ces composants utilisent les porteurs majoritaires, leur courant d'obscurité est donc élevé ce qui nécessite de les refroidir à des températures cryogéniques pour obtenir des performances intéressantes. De plus, leur rendement quantique est pénalisé par la règle de sélection optique de la transition intrabande.

Enfin, la filière super-réseau est la filière la plus récente et celle étudiée dans cette thèse. Aujourd'hui, elle couvre les bandes spectrales du MWIR et du LWIR avec des matrices mégapixels. Des composants multispectraux existent aussi, ce qui témoigne d'une certaine maturité de la filière en l'espace d'environ vingt ans! J'ai rassemblé les principales performances significatives (première structure fonctionnelle, meilleure performance, proposition d'un nouveau design etc) de la filière super-réseau dans une frise chronologique (Figure 1.28), qui permet de constater la progression en performance fulgurante de cette filière. Nous pouvons constater que jusqu'à la proposition de design nBn en 2006, les structures proposées sont de type PIN.

1.4.2 Etat de l'art des performances des barrières super-réseaux

Après 2006, la structure à barrière est devenue celle de référence, ses performances de courant d'obscurité étant meilleures que celles de la PIN, toute la communauté super-réseau a alors adopté cette architecture. C'est pourquoi dans cette section, nous nous concentrerons sur les structures à barrières.

Le rendement quantique et le courant d'obscurité sont les fonctions de mérites fondamentales utilisées pour la comparaison en général. Le courant d'obscurité possède un critère de comparaison propre à la communauté détecteur infrarouge qui est la Rule07. Il s'agit d'une loi empirique qui décrit la meilleure performance des détecteurs MCT en terme de courant d'obscurité introduite par Teledyne en 2007 [Tennant et al., 2008]. Nous présentons en Figure 1.29 les différentes performances de courant d'obscurité atteintes par la communauté super-réseau avec des barrières SR InAs/GaSb et SR InAs/InAsSb à 77K et à 150K environ (dite HOT)[Kim et al., 2012, Hoang et al., 2014, Haddadi et al.,

4. État de l'art en 2018

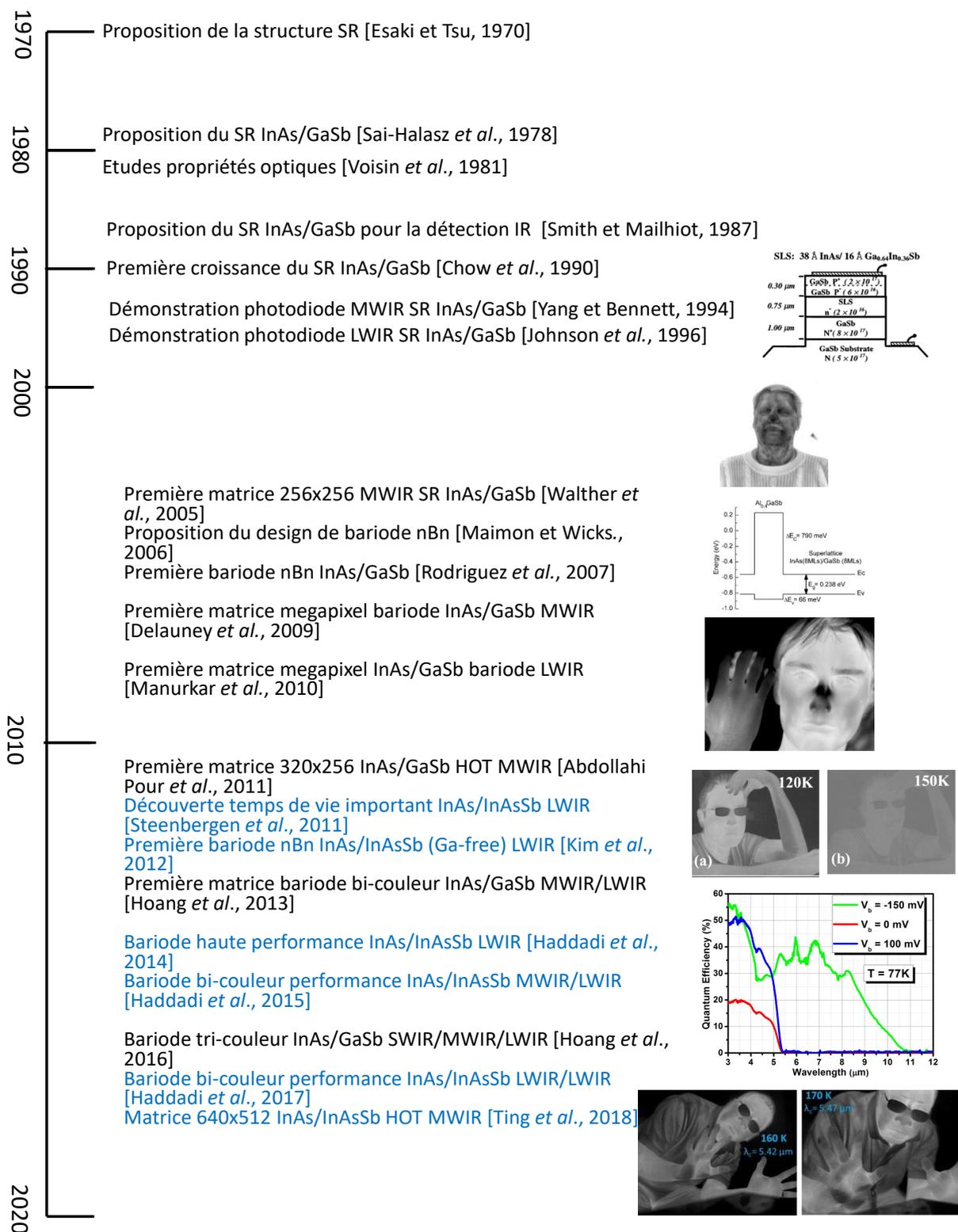


FIGURE 1.28 – Feuille de route du développement de la filière super-réseau T2SL infrarouge InAs/GaSb et InAs/InAsSb (en bleu) PIN et barrières. Seules quelques principales performances ont été rapportées.

2014, Haddadi et al., 2015, Haddadi et al., 2017a, Haddadi et al., 2017b, Razeghi, 2017, Ting et al., 2018, Ariyawansa et al., 2017, Perez. et al., 2018, Miura et al., 2016, Sakai et al., 2017, Plis et al., 2016, Gautam et al., 2012, Hoang et al., 2016, Delaunay et al., 2009, Baril et al., 2015, Ting et al., 2009, Soibel et al., 2010, Nguyen et al., 2010] [Klipstein et al., 2016, Höglund et al., 2017a, Höglund et al., 2017b, Jiang et al., 2016a, Jiang et al., 2017a, Han et al., 2018, Jiang et al., 2017b, Hao et al., 2015, Jiang et al., 2016b] [Martijn et al., 2013, Kazemi et al., 2017, Haddadi and Razeghi, 2017, Salihoglu et al., 2012, Pour et al., 2011]. Nous pouvons déjà constater qu'il y a bien plus de mesures pour le SR InAs/GaSb que le SR InAs/InAsSb. Cela est dû à la naissance très récente de la filière Ga-free (quelques années seulement). La densité de courant d'obscurité à 77K dans le LWIR et le MWIR du SR InAs/InAsSb semble être proche de la performance du SR InAs/GaSb. Cela est plutôt une bonne nouvelle puisque les structures SR InAs/InAsSb rapportées sont les toutes premières alors que celles du SR InAs/GaSb sont plus "matures". Cependant, la densité de courant d'obscurité à 77K reste supérieure de plusieurs décades à la Rule07 dans le MWIR. Nous pouvons constater qu'il s'agit surtout dans le LWIR et dans le HOT MWIR que les performances des super-réseaux commencent à être comparables avec celle du MCT. Néanmoins, cela ne signifie pas que la filière super-réseau n'est pas compétitive, elle a ses avantages sur d'autres aspects comme la stabilité temporelle du détecteur ou encore la possibilité de fabrication de matrice de grands formats uniformes [Nguyen et al., 2011].

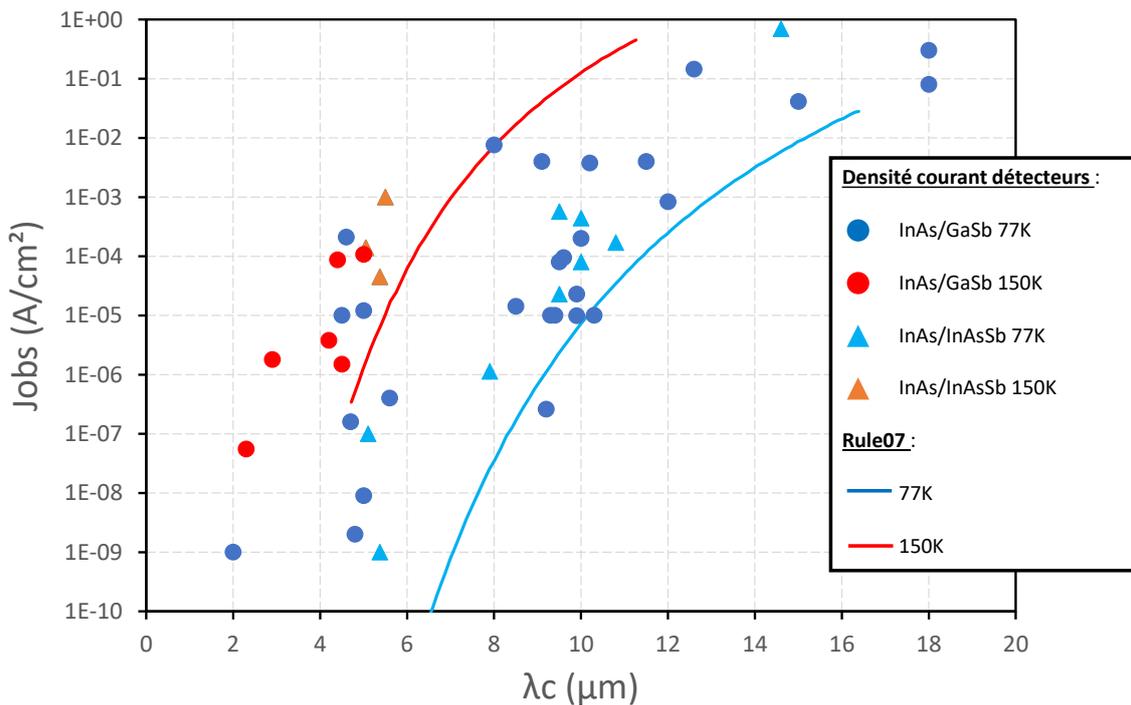


FIGURE 1.29 – Performances de courant d'obscurité atteintes par différentes équipes dans le monde pour les barrières SR InAs/GaSb et SR InAs/InAsSb. Les Rule07 aux températures respectives de 77K et 150K ont été représentées afin de situer les performances des barrières super-réseaux.

La Figure 1.30 synthétise les performances de rendement quantique expérimentales atteintes par la communauté pour le SR InAs/GaSb et le SR InAs/InAsSb. Le SR InAs/GaSb a des valeurs comprises

entre 30% et 50%, un peu plus faibles que le MCT, expliquées en grande partie par la meilleure absorption du MCT. Pour le SR InAs/InAsSb, il n'y a pas encore assez de données pour dresser une tendance. Cependant, le Center for Quantum Devices (CQD) est arrivé à plusieurs reprises à avoir des rendements quantique entre 40% et 60%, même dans le LWIR, contredisant les prédictions jusque-là émises par la communauté super-réseau sur la faible absorption de la structure due à des périodes plus épaisses comparées à celles de le SR InAs/GaSb. Attention, les valeurs les plus hautes de rendement quantique pour les deux matériaux ont été obtenues pour des barrières ayant une zone d'absorption d'épaisseur 4 μm alors que la plupart des autres structures ont des épaisseurs inférieures à 2 μm . Il faut donc comparer des structures de même épaisseur de zone d'absorption. De plus, certaines valeurs ont été obtenues pour une mesure en double passage (flux non absorbé réfléchi sur le contact électrique, permettant alors un deuxième passage des photons dans la zone d'absorption, voir paragraphe 1.1.4.3 pour les spécificités de la configuration matricielle).

Ainsi, de ce que nous voyons ici de cette étude de l'état de l'art, en terme de courant d'obscurité le SR InAs/GaSb est surtout compétitif dans le LWIR à 77K et le HOT MWIR (ici 150K présenté) avec le MCT. Pour le SR InAs/InAsSb, seuls quelques travaux existent sur ce nouveau matériau mais ils montrent déjà des performances de même ordre que le SR InAs/GaSb. De plus, les mesures de rendement quantique montrent des valeurs élevées, ce qui semble très prometteur pour ce tout nouveau matériau.

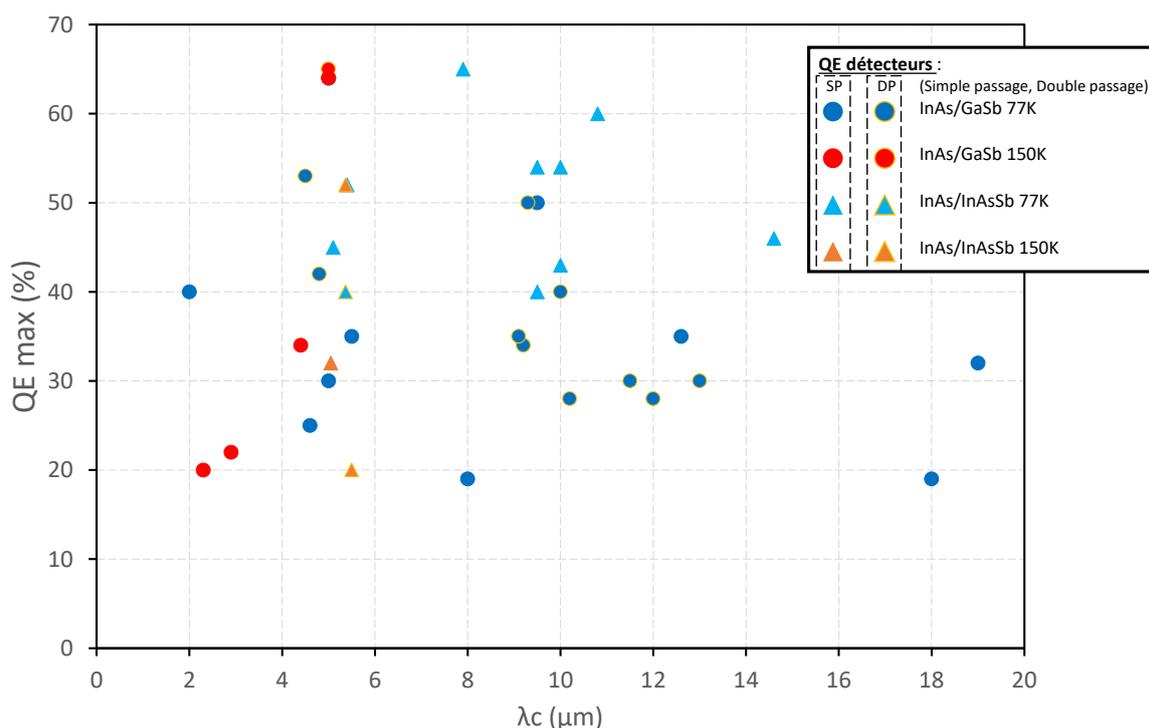


FIGURE 1.30 – Performances de rendement quantique atteintes par différentes équipes dans le monde pour les barrières SR InAs/GaSb et SR InAs/InAsSb. Les longueurs d'onde indiquées sont les longueurs d'onde de coupure. Les rendements quantiques maximaux indiqués ne sont pas nécessairement obtenus aux longueurs d'onde de coupure. Les motifs avec contours jaunes sont les performances obtenues en double passage (réflexion sur le contact électrique).

Les fonctions de mérite pour le format matriciel ont l'avantage de décrire la performance finale au

niveau du besoin utilisateur. En revanche, elles sont très dépendantes des conditions de mesure voire des conditions de traitement des données pour le bruit spatial tout comme les pixels clignotants. Des mesures de BSFR sont rapportées dans le chapitre 2 pour différents détecteurs super-réseaux avec les conditions de mesures et calculs, qui ont tendance à montrer une bonne stabilité temporelle du super-réseau étudié. Cependant, le nombre de pixels clignotants dans cette filière n'a été que très peu étudié dans la communauté à notre connaissance [Ribet-Mohamed et al., 2019].

1.4.3 Les super-réseaux en France

En France, les chercheurs se sont très vite intéressés au super-réseau après son invention par Esaki et Tsu. Des travaux théoriques ont été menés dans les années 1980 par des théoriciens de l'Ecole Normale Supérieure. Depuis le début des années 2000, l'Institut d'Electronique et des Systèmes (IES) de l'Université de Montpellier travaille sur ce sujet. En 2005, l'ONERA rejoint l'IES dans cet axe d'étude. A partir de 2007, une synergie s'installe entre différentes entités (CEA-Leti, LPN CNRS, IES, ONERA et Thalès III-V Lab plus tard) sur l'étude des super-réseaux à travers différents financements par l'Agence Innovation Défense AID et des bourses ANR (Agence Nationale de la Recherche). Ces projets ANR INTREPID, PEA (Plan d'Etude Amont) VITRAIL ont permis l'étude du super-réseau de design PIN et ont abouti à la fabrication de la première matrice française MWIR refroidie à 77K [Taalat, 2013] dont les performances caractérisées étaient satisfaisantes [Giard, 2015, Delmas, 2015, Imbert, 2015]. Pour le moment, il n'y a pas de commercialisation de détecteurs super-réseaux français.

Fort de ce succès, l'étude des barrières, structures aux performances supérieures, s'est mise en place. Deux thèses ont immédiatement suivies à l'ONERA et à Montpellier, la première [Nghiem Xuan, 2018] a consisté en l'étude des performances systèmes d'un détecteur super-réseau (de type barrière) MWIR commercial de l'industriel Suédois IRnova et la deuxième [Alchaar, 2019] en l'étude des performances d'un design de barrières LWIR et VLWIR SR InAs/GaSb refroidi à 77K.

1.4.4 Les super-réseaux dans le reste du monde

Aujourd'hui les principaux pays impliqués dans le développement de la filière super-réseaux sont : les États-Unis, Israël, la Chine et la Suède. En effet, ces pays possèdent des industriels qui commercialisent des détecteurs super-réseaux IDDCA (Integrated Dewar Detector Cooler Assembly). Quelques exemples sont donnés en Table 1.4 et Figure 1.31. D'autres pays comme la France, l'Allemagne, le Japon, la Pologne et la Turquie ont des activités de recherche et développement en laboratoire liés aux super-réseaux.

TABLE 1.4 – Exemples de performances de détecteurs super-réseaux commercialisés (attention FLIR est une caméra)

	IRnova	SCD	FLIR
Nom Produit	Oden MW	Pelican-D LW	FLIRX8500sx SLS
Format	640x512	640x512	1280x1024
Pas pixel ¹ (μm)	15	15	12
Longueur d'onde de coupure	5.1	9.3	12
Opérabilité ²	>99.5 %	>99.5%	>98%

¹ Le pas pixel contient la taille pixel et l'espacement jusqu'au prochain pixel

² L'opérabilité désigne le pourcentage de pixels fonctionnels vis à vis de critères qui peuvent différer d'un industriel à un autre (bruit temporel ou NETD par exemple). Il est donc difficile de le comparer d'un détecteur à un autre.



FIGURE 1.31 – Détecteurs et caméra correspondant à la Table 1.4. De gauche à droite, IRnova, SCD et Teledyne.

1.5 Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, j'ai expliqué le contexte de la détection infrarouge : il s'agit d'une bande spectrale large et très riche en informations avec un nombre grandissant d'applications à mesure que les coûts détecteurs diminuent et que la technologie s'améliore. Pour répondre à l'ensemble de ces besoins, plusieurs filières de détecteurs infrarouge existent en complémentarité. Aujourd'hui deux axes sont explorés pour la filière détecteur quantique : l'augmentation de la température de fonctionnement des détecteurs qui jusque là sont refroidis à des températures cryogéniques et le développement de détecteurs performants dans les bandes spectrales du LWIR et VLWIR. La filière super-réseau est une filière récente qui pourrait répondre aux besoins HOT MWIR et aux besoins en grands formats matriciels LWIR et VLWIR. Un super-réseau est une hétérostructure de type-II staggered ou type-II broken gap dont les matériaux étudiés ici sont le SR InAs/GaSb et le SR InAs/InAsSb. J'ai expliqué les propriétés particulières de ce matériau dont la dimensionnalité se situe entre le 2D multipuits quantique et le 3D massif. Le design de sa période détermine ses propriétés optiques et électroniques, mais il ne faut pas oublier que la qualité matériau est également importante pour le mécanisme de transport des porteurs. Jusqu'en 2006, les super-réseaux avaient leur courant d'obscurité limité au régime GR, mais le passage de l'architecture PIN vers celle de la barrière a permis de basculer dans le régime de diffusion. Après avoir abordé les spécificités des matériaux SR InAs/GaSb et SR InAs/InAsSb, je me suis intéressé à l'état de l'art super-réseau dans le monde. Cela nous a permis de constater que malgré un développement récent, cette filière a connu des progrès fulgurants, et des performances encourageantes.

Les thèses précédentes ONERA et IES 2010-2015 ont permis de comprendre les propriétés des super-réseaux dans le MWIR et de réaliser une première matrice française. De 2015 à 2018, Jean Nghiem-Xuan a étudié les performances systèmes d'un détecteur MWIR SR InAs/GaSb en cryostat opérationnel de type barrière provenant de l'industriel suédois IRnova. Il a montré que la stabilité temporelle du détecteur est importante, et a réalisé une première étude des pixels clignotants mais qui n'a pas permis de conclure sur leur impact sur la qualité image spatiale. Fort de ces performances encourageantes, c'est donc tout naturellement que les développements se sont désormais tournés vers les problématiques des barrières super-réseaux HOT MWIR et LWIR. C'est dans ce contexte que s'inscrit ma thèse qui a pour objectif le développement de ces transitions.

Deux projets d'études ont été mis en place entre l'ONERA et l'IES Montpellier, qui se confondent avec mes axes de recherche que je présente ici.

- Le premier axe (chapitre 2) est l'étude des pixels clignotants et leur éventuel impact sur la qualité image spatiale. Cette étude est nécessaire car il n'existe à l'heure actuelle aucune étude complète sur les performances du nombre de pixels clignotants et de leur impact sur la qualité image dans un détecteur super-réseau MWIR. Comme l'augmentation de la température risque d'exacerber ce phénomène, il faut l'étudier d'abord sur un détecteur matriciel mature MWIR SR InAs/GaSb à 77K afin de mieux comprendre leur mécanisme et statuer sur leur impact à 80K.
- Le deuxième axe de recherche (chapitre 3) porte sur la mise en place des moyens expérimentaux pour l'étude des monoéléments fabriqués par l'IES Montpellier. J'y présente les géométries des structures étudiées, le développement du banc de mesure électro-optique ayant servi pour les mesures électro-optiques ainsi que la méthodologie de mesure des performances de barrières shallow-etch appliquée sur des barrières super-réseaux InAs/GaSb LWIR .

5. Objectifs de la thèse et conclusion du chapitre

- Le troisième axe (chapitre 4) porte sur l'étude des performances de barrières élémentaires super-réseaux InAs/InAsSb refroidies à 150K avec différentes profondeurs de gravure. En effet, l'architecture de barrière permet d'envisager de ne graver que jusque dans la barrière pour délimiter le pixel sans toucher à la zone d'absorption et donc de ne pas dégrader ses performances. De plus, les premières mesures de la communauté montrent un transport des porteurs dégradé. Les objectifs seront donc d'étudier l'influence de la gravure sur les performances électro-optiques de la barrière ainsi que d'en extraire les propriétés de transport afin d'identifier le mécanisme de transport des porteurs minoritaires dans ce matériau. Cela permettra ensuite de donner des pistes d'optimisation pour la fabrication des prochains détecteurs avec pour objectif le format matriciel.

Enfin une remarque sur l'organisation de l'étude du SR InAs/InAsSb. Celle-ci est réalisée dans le cadre d'un financement ANR intitulé "High Operating Temperature Ga-free superlattice photodetector and focal plane array for the full MidWave Infrared spectral domain" (HOT-MWIR) qui a été obtenu pour l'étude et la fabrication d'une matrice qui couvre toute la bande spectrale MWIR et dont la température de fonctionnement est 150K (Figure 1.32). Les participants à ce projet sont : l'IES pour la croissance et la fabrication de monoéléments, l'ONERA pour les caractérisations électro-optiques, l'Institut Lavoisier de Versailles pour l'étude de la technique de retrait du substrat, le Laboratoire de Physique de l'ENS (LPENS) pour les mesures de magnéto-absorption couplé à l'étude des paramètres du diagramme de bande de la structure super-réseau et le III-V Lab pour fabrication matricielle de détecteurs.

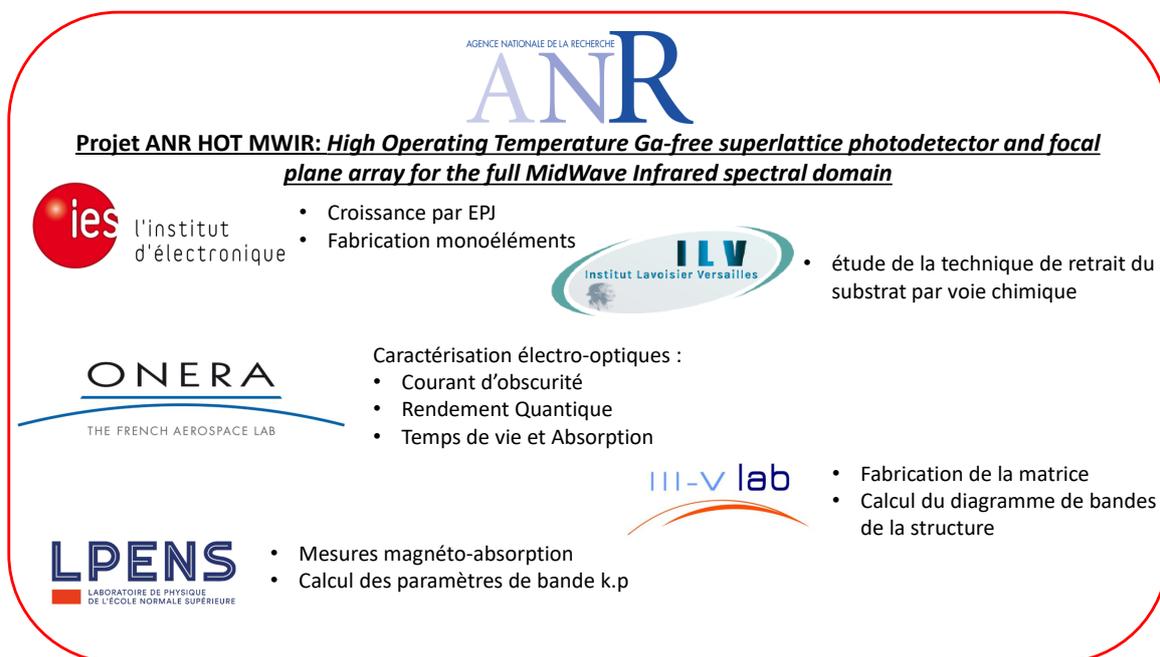


FIGURE 1.32 – Projet ANR HOT MWIR avec les participants à chaque projet et leurs tâches respectives.

Étude de la stabilité temporelle d'un détecteur infrarouge super-réseaux matriciel en cryostat opérationnel

Sommaire

2.1	Notions théoriques fondamentales	58
2.1.1	Bruit temporel et bruit spatial	58
2.1.2	Correction du bruit spatial	62
2.1.2.1	Les corrections 1 point et 2 points	62
2.1.2.2	La correction avec reprise d'offset	63
2.1.3	Le Bruit Spatial Fixe Résiduel – Notion de stabilité temporelle	63
2.1.4	Classification des pixels défectueux	65
2.1.4.1	Recherche et définition des pixels défectueux	65
2.1.4.2	Un autre type de pixels défectueux : les pixels clignotants	67
2.1.5	Le BSFR une fonction de mérite très dépendante des conditions de calcul	69
2.1.5.1	Choix des pixels défectueux	69
2.1.5.2	Les limites de la correction	69
2.1.6	Vers un protocole plus robuste de la mesure de la stabilité temporelle	71
2.1.6.1	Recherche des pixels RTS	71
2.1.6.2	Une fonction de mérite plus robuste : le BSFR MAD	74
2.2	Protocole expérimental et traitement des données	75
2.2.1	Banc expérimental	75
2.2.2	Protocole de mesure	76
2.2.2.1	Description des mesures	76
2.2.2.2	Présentation du protocole et des campagnes de mesures	78
2.2.3	Présentation de l'algorithme de classification des pixels défectueux	79
2.2.4	Algorithmes de calcul aboutissant au BSFR/BT	80
2.2.4.1	Étalonnage	80

2.2.4.2	Mesure de la disparité spatiale résiduelle	80
2.3	Analyse statistique des pixels RTS	82
2.3.1	Différents types de pixels RTS : choix de classification, choix d'étude	82
2.3.2	Analyse du nombre de pixels RTS	84
2.3.3	Analyse du nombre d'apparitions	89
2.3.4	Localisation des pixels 2LRTS dans la matrice	90
2.4	Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR	93
2.4.1	Impact des pixels RTS sur le BSFR	93
2.4.2	Application du BSFR MAD	96
2.4.3	Efficacité de la reprise d'offset	97
2.4.4	Variation du nombre d'images utilisées	99
2.5	Conclusion du chapitre	103

La stabilité temporelle est un critère important pour un détecteur infrarouge refroidi. Il s'agit de la durée de validité de l'étalonnage du détecteur par rapport à des critères de bruit spatial et de bruit temporel, notions qui seront définies plus loin dans le chapitre. Passé cette durée, un nouvel étalonnage est alors nécessaire et le détecteur ne peut plus être utilisé pendant ce laps de temps. L'ambition des fabricants de détecteurs serait d'avoir un détecteur qui ne nécessite qu'un seul étalonnage en usine ou laboratoire. Cependant à l'heure actuelle cela n'est pas réalisable pour certaines filières, les étalonnages doivent être faits plus ou moins régulièrement en opération. L'effort des fabricants porte donc sur la maximisation de cet intervalle de temps entre deux étalonnages, mais aussi sur la simplification de cet étalonnage si possible. De plus, les besoins et contraintes sont différents d'une application à l'autre. Par exemple, la masse sera une contrainte importante pour un détecteur dans un hélicoptère, alors que cela est moins important pour un détecteur dans un bateau. Ainsi, du fait de la variété des applications, il y aura aussi différents types d'étalonnage possibles. La stabilité temporelle étant dépendante de l'étalonnage, elle sera donc différente d'une application à une autre, ce qui en fait un sujet riche et complexe.

Dans ce chapitre, un détecteur T2SL commercial est étudié. Il s'agit du détecteur Heimdall MW (voir Figure 2.1) de la société suédoise IRnova. C'est un détecteur MWIR au format VGA/4 et ses caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.1. Comme cela a été vu dans le chapitre 1, la technologie T2SL arrive désormais à une certaine maturité. Des détecteurs commerciaux apparaissent et il y a aujourd'hui une nécessité de caractériser les performances de ce type de détecteur à un niveau système : la mesure de stabilité temporelle en fait partie. La démarche proposée dans ce chapitre pour la mesure de stabilité temporelle est transposable aux autres domaines spectraux et à toutes les filières de détecteurs.

Je m'intéresse d'abord aux notions théoriques fondamentales qui vont permettre de définir les critères et les fonctions de mérites utilisées. Puis, je détaille les protocoles expérimentaux utilisés afin d'évaluer la stabilité temporelle du détecteur. Grâce aux outils théoriques définis et les données acquises grâce au protocole expérimental, je mène dans un premier temps une étude statistique sur les pixels clignotants (définis plus loin dans le chapitre) qui peuvent dégrader la qualité image. Ensuite, j'évalue la stabilité temporelle du détecteur ainsi que l'impact des pixels clignotants sur celle-ci, à l'aide des différents protocoles définis.

Ce chapitre fait appel à de nombreux acronymes, leurs définitions pourront se retrouver en page V.

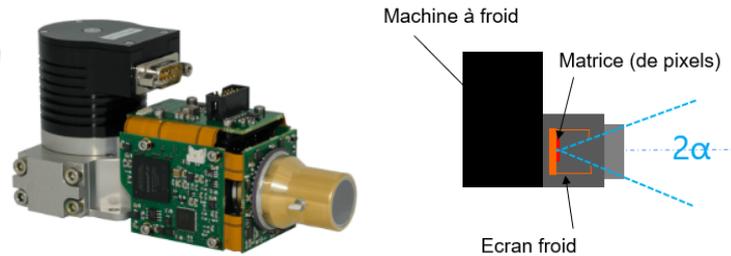


FIGURE 2.1 – A gauche, le détecteur Heimdall MW commercialisé par IRnova qui est étudié. A droite, un schéma fonctionnel du détecteur. La machine à froid permet de refroidir la matrice de pixels à la température de fonctionnement. L'écran froid définit l'angle d'ouverture du détecteur et bloque les rayonnements parasites qui ne viennent pas de la scène étudiée.

TABLE 2.1 – Caractéristiques techniques principales du détecteur de IRnova

Format	320x256
Pas pixel	30 μm
Bande spectrale utile	3.5 μm - 5 μm
F #	F/2
Température de fonctionnement	80 K
Cadence Image	60 Hz
Noise Equivalent Temperature Difference (NETD)	12 mK
Opérabilité	99.8 %

2.1 Notions théoriques fondamentales

2.1.1 Bruit temporel et bruit spatial

Le bruit est un signal aléatoire qui vient s'ajouter à la grandeur que l'on cherche à mesurer. Il existe plusieurs sources de bruits qui sont détaillées dans l'annexe B. Dans ce chapitre, la mesure est une séquence de plusieurs images qu'on appelle cube d'images. Chaque image est un tableau de valeurs où chaque valeur correspond au signal délivré par un pixel de la matrice du détecteur. Sur cette mesure, deux types de bruits sont distingués et comparés : le bruit temporel (BT) et le bruit spatial. Le bruit temporel d'un pixel (i, j) est la fluctuation de signal de ce pixel au cours du temps alors que le flux est constant. Le bruit temporel moyen est alors la moyenne spatiale du bruit temporel sur l'ensemble des pixels constituant la matrice. Le bruit spatial est la fluctuation de signal, dans une image donnée, entre les pixels de la matrice en supposant que cette dernière est éclairée de façon uniforme par une source de rayonnement (par exemple un corps noir).

Le signal d'un pixel (i, j) dépend de nombreux paramètres, on peut modéliser la tension qu'il délivre à l'aide de l'équation 2.1 :

$$V_{S_{i,j}} = G_{CL} \times (\eta \times e \times \phi + I_{obs}) \times \frac{t_i}{C_{int}} + O_{CL} \quad (2.1)$$

avec η le rendement quantique, e la charge élémentaire, ϕ le flux incident, G_{CL} et O_{CL} le gain d'amplification et l'offset du circuit de lecture, I_{obs} le courant d'obscurité, C_{int} la capacité d'intégration et t_i le temps d'intégration. Dans ce chapitre les tensions sont exprimées en digits (sauf mention contraire). Il est difficile pour le fabricant du détecteur de garantir que tous les pixels délivrent le même signal s'ils reçoivent un flux uniforme. En effet, si on trace le signal en fonction du flux incident (voir Figure 2.2) on peut voir apparaître des différences de pente (réponse) et/ou des différences d'ordonnée à l'origine (offset). Ces variations de la réponse sont dues à plusieurs points technologiques (liste non exhaustive) :

- la fluctuation de la longueur d'onde de coupure. Par exemple dans la technologie HgCdTe, la longueur d'onde de coupure varie en fonction du % de la composition des éléments en cadmium et mercure de l'alliage. Cette composition peut varier d'un pixel à un autre sur la matrice, et donc donner des longueurs d'onde de coupure différentes. Un pixel qui a une longueur d'onde de coupure supérieure à un autre, aura une réponse plus importante. Cependant, ce problème est résolu aujourd'hui car la croissance est mieux maîtrisée et par le placement d'un filtre froid devant la matrice. Il s'agit d'un filtre optique refroidi qui coupe en dessous de la longueur d'onde de coupure de tous les pixels. Ainsi l'ensemble des pixels de la matrice ont tous strictement la même longueur d'onde de coupure.
- la variation de gain des amplificateurs et d'offset de courant. Par exemple, il existe des circuits de lecture, où chaque ensemble de 2, 4 ou 8 colonnes est envoyé vers un même amplificateur, d'où une certaine périodicité dans le colonnage observé. La qualité image peut s'en trouver très vite dégradée comme on peut le voir sur la Figure 2.3, avec un exemple d'effet de colonnage dû à la différence d'offset électrique et de gain entre les colonnes.

Le bruit spatial correspond donc à l'écart-type entre les signaux des pixels de la matrice pour une même image, tandis que le bruit temporel correspond à l'écart-type temporel du signal d'un pixel sur plusieurs images d'un cube images comme illustré dans la Figure 2.4. Le bruit spatial est plus couramment appelé Bruit Spatial Fixe (BSF) car le motif dû au bruit spatial reste stable temporellement. Il est défini par :

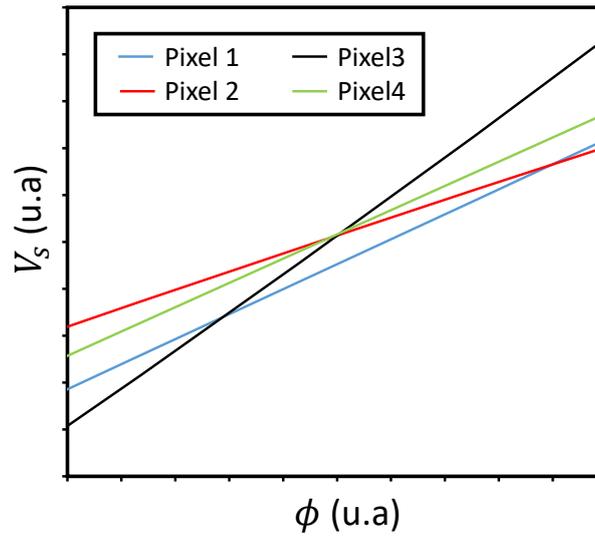


FIGURE 2.2 – Simulation de tensions brutes délivrées par des pixels en fonction du flux incident. Comme nous pouvons l'observer, les pentes des droites et les ordonnées à l'origine du signal diffèrent pour chaque pixel donnant lieu à des fluctuations de signal pour un même flux donné.

$$\sigma_{BSF}(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N_{pix}} \sum_i \sum_j (V_{S_{i,j}}(\phi) - \langle V_S(\phi) \rangle_s)^2} \quad (2.2)$$

avec $\langle V_S(\phi) \rangle_s$ la tension moyenne délivrée par les pixels de la matrice (moyenne "spatiale") à un flux ϕ pour une image donnée, N_{pix} le nombre total de pixels.

Tandis que le bruit temporel pixel $\sigma_{t_{i,j}}$ et bruit temporel moyen $\langle \sigma_t \rangle_s(\phi)$ sont définis de la manière suivante :

$$\sigma_{t_{i,j}}(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N_{img}} \sum_k (V_{S_{i,j}}(\phi)[k] - \langle V_{S_{i,j}}(\phi) \rangle_t)^2} \quad (2.3)$$

avec N_{img} le nombre d'images dans le cube exploité, k le numéro de l'image, $V_{S_{i,j}}(\phi)[k]$ la tension du pixel (i,j) dans l'image k face à un flux incident ϕ et $\langle V_{S_{i,j}}(\phi) \rangle_t$ la moyenne temporelle du signal du pixel (i,j) sur le cube exploité.

$$\langle \sigma_t \rangle_s(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N_{pix}} \sum_i \sum_j \sigma_{t_{i,j}}} \quad (2.4)$$

avec N_{pix} le nombre total de pixels et $\langle \sigma_t \rangle_s$ la moyenne spatiale du bruit temporel.

Il est considéré de manière générale que, le bruit spatial fixe vient se rajouter quadratiquement [Mooney et al., 1989] au bruit temporel, contribuant au bruit total et donc à la dégradation de la qualité image :

$$\sigma_{total}^2 = \langle \sigma_t \rangle_s^2 + \sigma_{BSF}^2 \quad (2.5)$$

avec σ_{BSF} le bruit spatial fixe et σ_t le bruit temporel. Ce dernier est généralement admis comme étant une somme quadratique de ses différentes contributions :

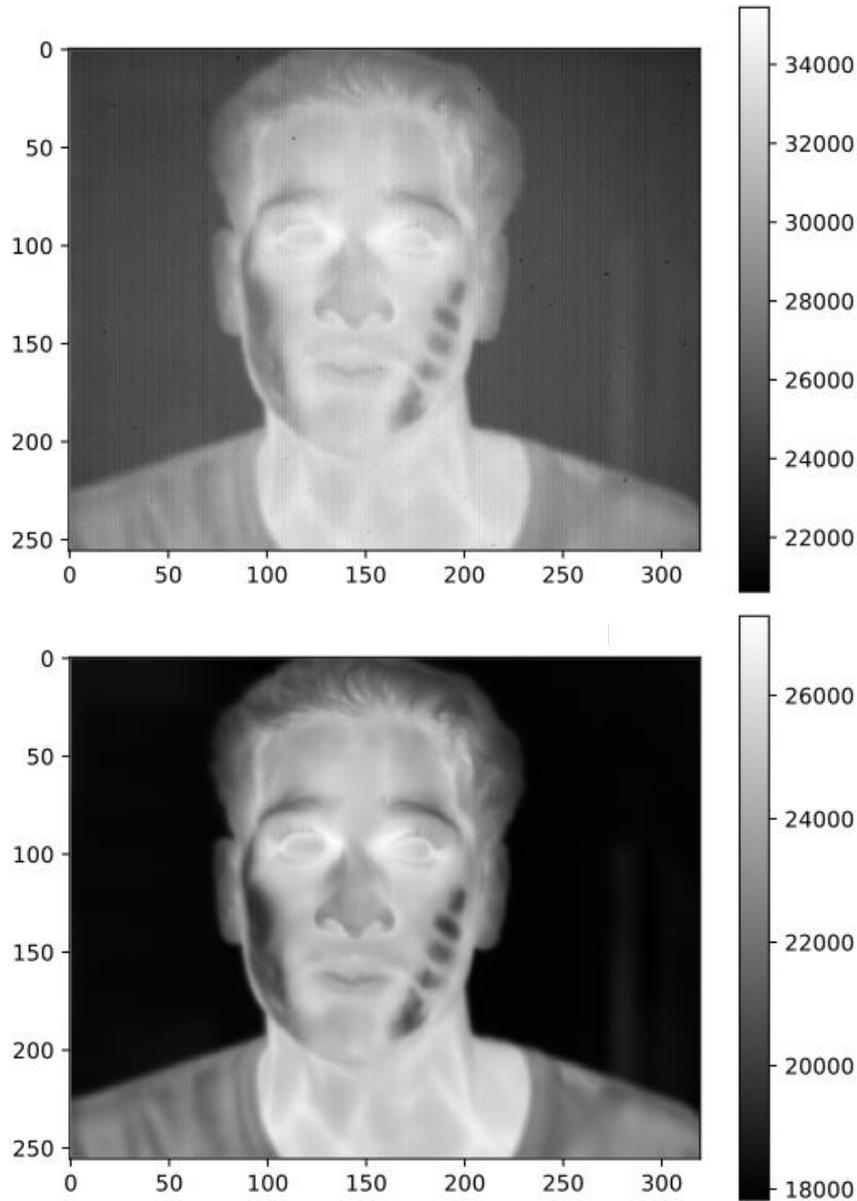


FIGURE 2.3 – Comparaison d'une image brute et d'une image après correction, acquises à l'aide du détecteur T2SL IRnova avec les paramètres à $t_i = 4\text{ms}$ et $T_{\text{dét}} = 80\text{ K}$. En haut, on peut observer l'effet de colonnage dû à l'offset électrique et au gain des amplificateurs. Aucune correction n'a été appliquée. En bas, l'image après soustraction de l'offset électrique et application d'une correction deux points. Les traces sombres sur le visage du sujet sont dues à l'exposition à des objets froids.

$$\langle \sigma_t \rangle_s^2 = \langle \sigma_{\text{photons}} \rangle_s^2 + \langle \sigma_{\text{obs}} \rangle_s^2 + \langle \sigma_{\text{Johnson}} \rangle_s^2 + \langle \sigma_{1/f} \rangle_s^2 + \langle \sigma_{\text{ROIC}} \rangle_s^2 + \langle \sigma_{\text{CM}} \rangle_s^2 \quad (2.6)$$

avec σ_{photons} le bruit de photons, σ_{obs} le bruit d'obscurité, σ_{Johnson} le bruit de Johnson-Nyquist et $\sigma_{1/f}$ le bruit basse fréquence qui prennent naissance dans le circuit de détection. Tandis que σ_{ROIC}

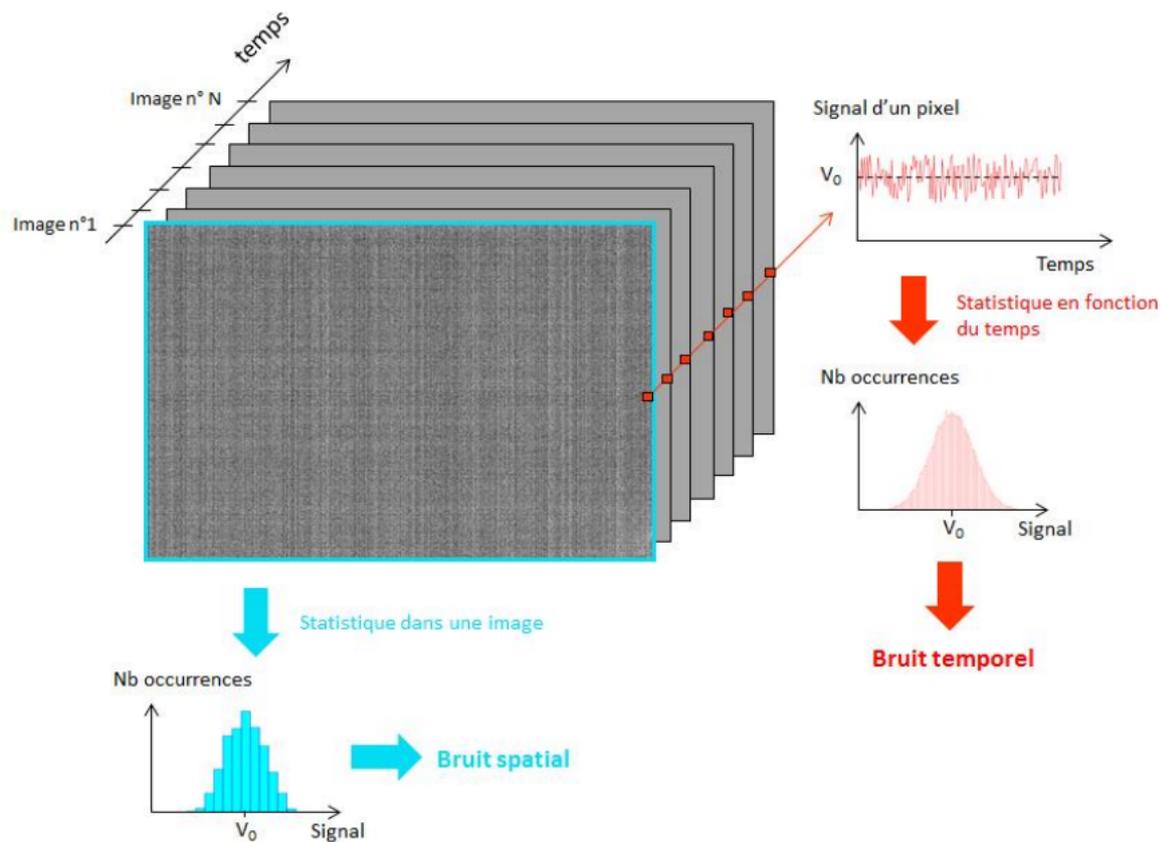


FIGURE 2.4 – Représentation d'un cube d'images et des statistiques de bruit temporel (fluctuation du signal d'un pixel dans le temps) et de bruit spatial (fluctuation de signal entre les pixels de la matrice dans une même image) qui lui sont associées.

est le bruit propre au circuit de lecture et σ_{CM} est le bruit de la chaîne de mesure. Cependant, cette sommation quadratique reste sujette à discussion, car elle suppose l'indépendance des sources de bruit qui est contestée. Plus particulièrement, l'indépendance des contributions de Schottky et de Johnson-Nyquist, car ce sont les mêmes porteurs à l'origine de ces deux contributions. En effet, dans des régimes où ces deux contributions sont du même ordre de grandeur, la somme quadratique ne s'applique plus [Delga, 2012]. Cependant, dans cette thèse, les contributions seront ajoutées quadratiquement, car dans le cas où les sources de bruit ne sont pas parfaitement indépendantes, l'erreur commise sera de surestimer légèrement le bruit temporel théorique.

Ainsi, le bruit total dans une matrice comprend une composante temporelle et une composante spatiale. On cherche de manière générale à réduire le bruit afin d'améliorer le rapport signal à bruit (RSB). Pour le bruit temporel, ses composantes principales que sont le bruit de courant d'obscurité et le bruit de Johnson-Nyquist sont décrites théoriquement, et peuvent être optimisées. En effet, diminuer le courant d'obscurité permet de réduire le bruit de courant d'obscurité et atteindre le régime de diffusion permet d'augmenter la résistance dynamique R_{dyn} et donc diminuer le bruit de Johnson-Nyquist (voir annexe B). En revanche, le bruit temporel ne se corrige pas. Pour le bruit spatial, il n'existe pas de modèles théoriques pour le décrire de façon à pouvoir l'optimiser. Il est donc difficile de savoir quels sont les paramètres exacts et la quantification du bruit associé à chacun de

ces paramètres. Cependant, il est possible de le corriger. Il s'agit de l'objet de la partie qui suit.

2.1.2 Correction du bruit spatial

2.1.2.1 Les corrections 1 point et 2 points

L'objectif de la correction est de "redresser" les signaux des pixels de la matrice de façon à ce qu'ils aient les pentes et les ordonnées à l'origine les plus proches possibles après correction (cf Figure 2.2). De cette façon on réduit la disparité des signaux entre les pixels et donc le BSF. Les corrections les plus couramment utilisées dans la littérature [Perry and Dereniak, 1993] sont les corrections 1 point (One Point Correction - OPC en anglais) et 2 points (Two Point Correction – TPC). Le principe de ces corrections est de prendre 1 point (2 points respectivement) comme référence.

La correction 1 point consiste en le calcul d'une valeur d'offset $O_{i,j}^{OPC}$ qui dépend de la valeur de flux incident ϕ_1 prise comme référence :

$$O_{i,j}^{OPC} = \langle V_S(\phi_1) \rangle_s - V_{S_{i,j}}(\phi_1) \quad (2.7)$$

avec $V_{S_{i,j}}$ tension du pixel (i,j) mesurée au flux ϕ_1 , $\langle V_S(\phi_1) \rangle_s$ tension moyenne délivrée par les pixels de la matrice (moyenne "spatiale") au flux ϕ_1 , en excluant un certain nombre de pixels défectueux. Les pixels défectueux sont définis dans la suite en paragraphe 2.1.4.1

La tension corrigée $V_{S'_{i,j}}$ du pixel (i,j) s'écrit alors pour un flux ϕ quelconque :

$$V_{S'_{i,j}}(\phi) = V_{S_{i,j}}(\phi) + O_{i,j}^{OPC} \quad (2.8)$$

La correction 2 points a besoin de deux flux de référence ϕ_1 et ϕ_2 pour pouvoir être appliquée. Il s'agit d'une correction affine, il y a donc deux paramètres à calculer qu'on appelle Gain et Offset ¹ :

$$\begin{cases} V_{S'_{i,j}}(\phi) = G_{i,j}^{TPC} \times V_{S_{i,j}}(\phi) + O_{i,j}^{TPC} \\ V_{S'_{i,j}}(\phi_1) = \langle V_S(\phi_1) \rangle_s \\ V_{S'_{i,j}}(\phi_2) = \langle V_S(\phi_2) \rangle_s \end{cases} \quad (2.9)$$

On a alors :

$$\begin{cases} G_{i,j}^{TPC} = \frac{\langle V_S(\phi_2) \rangle_s - \langle V_S(\phi_1) \rangle_s}{V_{S_{i,j}}(\phi_2) - V_{S_{i,j}}(\phi_1)} \\ O_{i,j}^{TPC} = \langle V_S(\phi_1) \rangle_s - \frac{\langle V_S(\phi_2) \rangle_s - \langle V_S(\phi_1) \rangle_s}{V_{S_{i,j}}(\phi_2) - V_{S_{i,j}}(\phi_1)} \times V_{S_{i,j}}(\phi_1) \end{cases} \quad (2.10)$$

On pourra noter que $O_{i,j}^{TPC}$ dépend de $G_{i,j}^{TPC}$, cela sera important à retenir pour la suite.

1. Attention, à ne pas confondre avec l'offset électrique, qui est la tension délivrée par les pixels à temps d'intégration nul, que l'on a mesuré ou calculé et soustrait aux valeurs de tension avant calcul de la correction. L'absence de soustraction de cet offset électrique dégrade de façon importante la qualité image (visible en Figure 2.3).

La correction 2 points est très largement utilisée dans la communauté car elle permet un compromis entre performance et simplicité d'application. C'est donc cette correction que j'utilise principalement. Mais la correction deux points peut poser des problèmes au niveau opérationnel, car il faut avoir deux sources de flux calibrées au lieu d'une et la durée d'étalonnage est plus importante qu'avec une correction un point. Une correction complémentaire a été étudiée, que l'on appelle « Correction Reprise d'Offset », qui potentiellement permettrait de garder une performance proche de la correction deux points mais en n'utilisant qu'une seule source de flux calibrée.

2.1.2.2 La correction avec reprise d'offset

La correction avec reprise d'offset (ou Offset Update Correction – OUC en anglais)[Orzanowski, 2016] est une correction qu'on utilise de façon complémentaire à la TPC. En effet, elle permet de "rafraîchir" le coefficient d'Offset à l'aide d'un seul flux de référence ϕ_3 . Ce troisième flux de référence se situe entre les flux de référence ϕ_1 et ϕ_2 utilisés pour la TPC. On introduit ici la notion temporelle de la correction, la TPC est calculée lors de l'étalonnage en laboratoire, qu'on appelle mesure à t_0 . Ainsi les coefficients de Gain et d'Offset calculés sont respectivement notés $G_{i,j}^{TPC,t_0}$ et $O_{i,j}^{TPC,t_0}$. Des mesures ultérieures se font à t_n , avec $n \in \mathbb{N}^*$, le numéro de la mesure effectuée en cours.

Dans la OUC, le coefficient de Gain reste le même que celui de l'étalonnage en laboratoire, tandis que le coefficient d'Offset est modifié de la façon suivante :

$$O_{i,j}^{TPC,t_n} = \langle V_S(\phi_3) \rangle_s - G_{i,j}^{TPC,t_0} \times V_{S_{i,j}}(\phi_3) \quad (2.11)$$

avec $V_{S_{i,j}}(\phi_3)$ tension du pixel (i,j) mesurée au flux ϕ_3 , $\langle V_S(\phi_3) \rangle_s$ tension de référence au flux ϕ_3 . Ainsi les coefficients de Gain et d'Offset à appliquer sur la mesure faite à t_n sont $G_{i,j}^{TPC,t_0}$ et $O_{i,j}^{TPC,t_n}$ lorsque la correction avec reprise d'offset est employée.

Les auteurs de ce type de correction ont fait le choix d'avoir ϕ_3 entre ϕ_1 et ϕ_2 . Dans le manuscrit, le choix est fait de prendre $\phi_3 = \phi_1$. En effet, l'esprit de la OUC est d'être utilisable en conditions opérationnelles, par exemple avec des corps noirs embarqués plus simples que ceux utilisés en laboratoire. Ou alors, le shutter peut-être utilisé comme corps noir à température fixe qui est la température ambiante lorsque l'environnement est stable. Dans notre cas, la température ambiante, correspond au flux de corps noir ϕ_1 . Ainsi, dans la suite du manuscrit, sauf mention contraire, la reprise d'offset se calcule de la façon suivante :

$$O_{i,j}^{TPC,t_n} = \langle V_S(\phi_1) \rangle_s - G_{i,j}^{TPC,t_0} \times V_{S_{i,j}}(\phi_1) \quad (2.12)$$

2.1.3 Le Bruit Spatial Fixe Résiduel – Notion de stabilité temporelle

Après avoir calculé et appliqué la correction, il nous faut savoir quel est le BSF désormais pour constater l'amélioration. En effet, la correction ne permet pas d'avoir des signaux de pixel corrigés parfaitement superposés, car les signaux bruts des pixels ne sont pas parfaitement linéaires. Ainsi, des corrections linéaires ne suffiront pas à corriger parfaitement tous les pixels. C'est pourquoi, il est nécessaire de quantifier la qualité de la correction et pour cela on définit le Bruit Spatial Fixe Résiduel (Residual Fixed Pattern Noise ou RFPN en anglais). Il est également appelé Residual Non Uniformity ou RNU en anglais, dans la littérature. Le BSFR est le calcul de l'écart-type des signaux des pixels

(comme le BSF) mais sur le signal corrigé $V_{S'}(\phi)$:

$$\sigma_{BSFR}(\phi) = \sqrt{\frac{1}{N_{pixels}} \sum_i \sum_j (V_{S'_{i,j}}(\phi) - \langle V_{S'}(\phi) \rangle_s)^2} \quad (2.13)$$

La représentation du BSFR se fait pour différents flux afin de voir l'évolution de la qualité image sur la plage de fonctionnement du détecteur. Le BSFR est souvent représenté en fonction du Well Fill (WF). Il s'agit du pourcentage de remplissage de la capacité d'intégration. En effet, il permet de faciliter les comparaisons entre les différents détecteurs qui peuvent varier en nombre ouverture, taille pixel et temps d'intégration. Le WF se calcule de la façon suivante :

$$WF(\phi) = \frac{\langle V_{S'}(\phi) \rangle_s}{\langle V_{S'}(\phi_{sat}) \rangle_s} \quad (2.14)$$

avec $\langle V_{S'}(\phi_{sat}) \rangle_s$ qui est la tension moyenne des pixels lorsque le détecteur atteint la saturation, ϕ_{sat} est la valeur de flux incident pour laquelle le détecteur atteint la saturation. Dans la suite le BSFR s'exprimera en fonction du WF et non plus du flux ϕ .

Dans la Figure 2.5, le BSFR en fonction du WF pour un détecteur de LYNRED a été représenté [Cathignol et al., 2015]. Différentes corrections ont été appliquées. Ainsi, la forme en W est une forme caractéristique d'une correction de type deux points tandis que la forme en V celle d'une correction un point. En effet, les points de référence utilisés dans chaque correction sont les points où le BSFR s'annule (par définition des correction utilisées). Comme on peut l'observer sur ces figures, le point de référence pour la correction un point se situe entre les deux points de référence de la correction deux points.

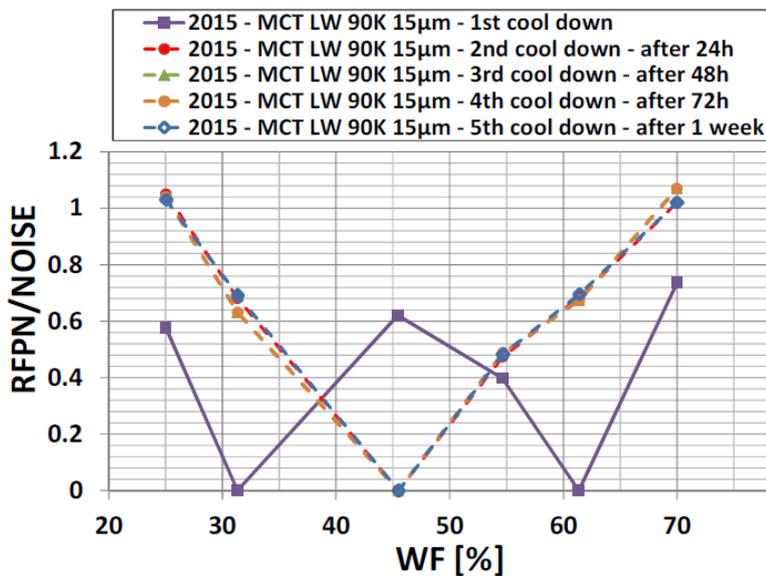


FIGURE 2.5 – Exemple de BSFR en fonction du WF pour un détecteur HgCdTe (MCT) de LYNRED [Cathignol et al., 2015]. La correction deux points a été appliquée après la 1ère mise en froid, tandis que la correction un point a été appliquée aux mises en froid successives.

La question est maintenant de savoir comment ces bruits définis et calculés sont utilisés pour évaluer

la stabilité temporelle d'un détecteur. On a vu dans le paragraphe 2.1.1, qu'il existe deux composantes principales au bruit total, le bruit temporel BT et le bruit spatial fixe BSF, que l'on cherche à réduire suffisamment de façon à améliorer le rapport signal à bruit (SNR – Signal to Noise Ratio – en anglais) et la dynamique d'un détecteur.

Pour le bruit temporel, dans le paragraphe 2.1.1 on l'a défini comme étant la somme quadratique de différentes contributions que l'on est capable d'identifier. Les contributions principales comme le bruit de photons, le bruit de courant d'obscurité et le bruit de Johnson-Nyquist peuvent se calculer théoriquement, mais les autres contributions se mesurent expérimentalement. Il n'y a pas de méthode de correction pour réduire le bruit temporel. Le moyennage temporel ou encore des optimisations au niveau des différentes sources de bruit (exception faite du bruit de photons) permettent de réduire le bruit temporel.

Pour le bruit spatial, il y a une absence d'identification des différentes sources et de modèles théoriques pour ces sources comme dans le cas du bruit temporel (voir Equation 2.6) pour pouvoir identifier les paramètres d'optimisation. Ce qui fait qu'il n'y a pas de valeur minimale ou de critère auquel se comparer.

Cependant, comme le bruit spatial et le bruit temporel participent au bruit total, on décide de comparer directement le bruit spatial au bruit temporel. On définit alors la stabilité temporelle d'un détecteur comme la durée pour laquelle il respecte la condition suivante :

$$\frac{\sigma_{BSFR}}{\langle \sigma_t \rangle_s} \leq 1 \quad (2.15)$$

Cette comparaison nous paraît pertinente dans le cadre d'applications hors faible flux. En effet, dans le cas où le détecteur est bien optimisé pour le bruit temporel, le bruit temporel dominant est alors le bruit de photons, qui est irréductible, c'est la limite ultime. Ainsi, si le BSFR reste inférieur au bruit temporel, alors le bruit dominant reste le bruit de photons. Dans ce manuscrit, on désignera ce rapport comme étant le BSFR/BT, la notation mathématique sera utilisée seulement dans les formules.

Ainsi, obtenir une meilleure qualité image semble assez simple lorsqu'on peut calculer une correction et l'appliquer puis évaluer la qualité de cette correction avec le BSFR. Cependant, il existe dans la matrice des pixels défectueux qui peuvent fausser la correction à appliquer ainsi que le calcul du BSFR, faisant de cette fonction de mérite un critère non robuste [Nghiem Xuan, 2018]. En effet, le BSFR dépend fortement des pixels que l'on choisit d'exclure. Très souvent les critères et le nombre de pixels exclus ne sont pas détaillés par les concepteurs, ce qui rend les comparaisons de BSFR entre détecteurs difficile. Dans la suite, nous allons nous intéresser aux pixels défectueux et à leur effet sur le BSFR.

2.1.4 Classification des pixels défectueux

2.1.4.1 Recherche et définition des pixels défectueux

L'existence de pixels défectueux dans la matrice peut fausser les résultats obtenus à l'aide du protocole d'évaluation présenté plus haut. En effet, le BSFR représente l'écart-type d'une statistique globale de la matrice. C'est pourquoi, l'interprétation de la dégradation de la qualité image est une interprétation « globale », lorsque le BSFR augmente, l'écart-type de la statistique de l'histogramme s'élargit. Ainsi, on pourrait dire qu'un pixel défectueux est tout simplement un pixel qui ne suit pas la loi statistique que l'on essaie de caractériser. Cependant, on n'utilise pas tous les pixels de la dis-

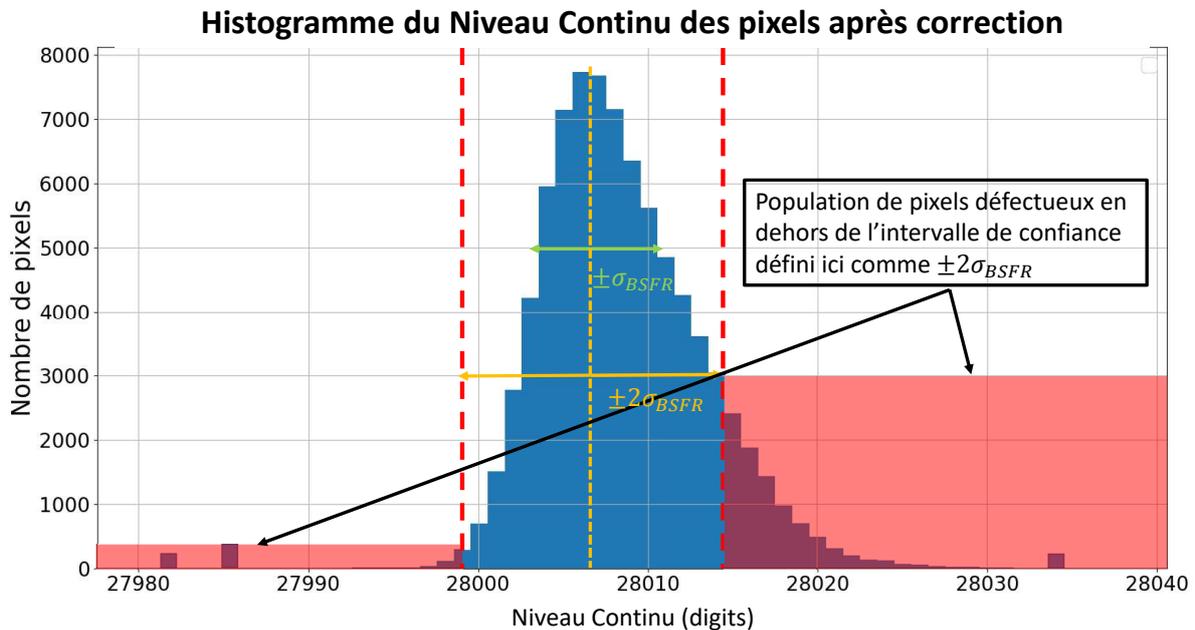


FIGURE 2.6 – Histogramme du niveau continu d'une image corrigée avec un exemple de critère de sélection des pixels défectueux

tribution, on définit un intervalle de confiance. Il vient qu'un pixel est défectueux s'il n'appartient pas à cet intervalle de confiance comme on peut le voir dans l'exemple donné en Figure 2.6.

La recherche et la classification de pixels défectueux sont complexes dans la mesure où les critères utilisés vont dépendre de l'application recherchée. De plus, elles changent d'un laboratoire ou industriel à un autre. A l'ONERA, un travail de recensement des critères de classification des pixels défectueux a été fait. On présente ici les quantités qui ont été sélectionnées ainsi que les critères et les valeurs de seuil qui ont été choisies. Ainsi, quatre quantités ont été choisies :

- Le niveau continu NC qui est le signal délivré par les pixels pour un flux donné.
- Le bruit temporel BT qui a été présenté au paragraphe 2.1.1.
- La réponse (R) qui est définie entre deux flux ϕ_1 et ϕ_2 , soit deux températures différentes de corps noir T_1 et T_2 (en Kelvin). Elle se calcule de la manière suivante pour un pixel (i,j).

$$R_{i,j}(\phi_1, \phi_2) = \frac{\langle V_{S_{i,j}}(\phi_2) \rangle_t - \langle V_{S_{i,j}}(\phi_1) \rangle_t}{T_2 - T_1} \quad (2.16)$$

Elle s'exprime en digits/K dans ce chapitre.

- L'écart de température équivalent au bruit (Noise Equivalent Temperature Difference – NETD en anglais), qui est l'écart de température pour lequel le rapport signal à bruit SNR vaut 1. On le calcule ici de la façon suivante :

TABLE 2.2 – Critères (ONERA) utilisés pour la classification des pixels. $V_{S'_{i,j}}$ est le signal corrigé du pixel (i,j), $\langle V_{S'} \rangle_s$ est le signal corrigé moyenné sur l'ensemble des pixels de la matrice, σ_{BSFR} (WF = 50%) écart-type spatial calculé sur l'image corrigée à 50% du WF, $\sigma_{t_{i,j}}$ est le bruit temporel du pixel (i,j), $\langle \sigma_t \rangle_s$ est la moyenne spatiale du bruit temporel, $R'_{i,j}$ est la réponse du pixel (i,j) sur l'image corrigée, $\langle R' \rangle_s$ est la moyenne spatiale de la réponse sur l'image corrigée, $NETD'_{i,j}$ est le NETD du pixel (i,j) sur l'image corrigée et $\langle NETD' \rangle_s$ est la moyenne spatiale du NETD sur l'image corrigée.

	Criteria
Niveau Continu NC	$ V_{S'_{i,j}} - \langle V_{S'} \rangle_s > 10 \times \sigma_{BSFR}(WF = 50\%)$
Bruit Temporel BT	$ \sigma_{t_{i,j}} - \langle \sigma_t \rangle_s > 30\% \langle \sigma_t \rangle_s$
Réponse R	$ R'_{i,j} - \langle R' \rangle_s > 30\% \langle R' \rangle_s$
NETD	$ NETD'_{i,j} - \langle NETD' \rangle_s > 100\% \langle NETD' \rangle_s$

$$NETD_{i,j}(\phi_1, \phi_2) = \frac{\sigma_{t_{i,j}}(\phi_1) + \sigma_{t_{i,j}}(\phi_2)}{2 \times R_{i,j}(\phi_1, \phi_2)} \quad (2.17)$$

Ces quatre quantités sont utilisées pour classifier, identifier et exclure les pixels défectueux qui peuvent fausser notre évaluation du BSFR. Les critères utilisés sont en Table 2.2. Il faut noter, qu'exception faite du critère sur le bruit temporel, la recherche des pixels défectueux se fait à l'aide des images corrigées. Pour calculer les coefficients de Gain et Offset de la correction avant la recherche de pixels défectueux, une recherche de pixels dits "défaut dur" est faite. Il s'agit de pixels morts ou court-circuités, dont la différence de NC entre deux flux (ϕ_1, ϕ_2 tels que $\phi_2 > \phi_1$) est négative ou nulle (si on fait la différence de ϕ_1 par rapport au flux ϕ_2).

Attention, il faut noter qu'avec ces critères, certains pixels peuvent être classés comme défectueux alors qu'ils ne modifient pas le BSFR. C'est ce qui rend aussi la recherche de pixels défectueux difficile, car les pixels défectueux ne sont pas uniquement ceux qui affectent le BSFR. De manière plus générale, cette classification est importante pour le critère d'opérabilité du détecteur (% de pixels non défectueux de la matrice). Cette exclusion des pixels défectueux n'est pas seulement pour l'évaluation de la stabilité temporelle, mais également de façon plus globale, pour l'exploitation du détecteur.

Cependant, il s'agit ici de critères basés sur l'expérience choisis à l'ONERA. D'autres laboratoires utilisent leurs propres critères [Breiter et al., 2012][Rubaldo et al., 2016] [Robo et al., 2009] [Delaunay et al., 2017] [Martijn et al., 2016] et nous les présentons ici en Tableau 2.3.

2.1.4.2 Un autre type de pixels défectueux : les pixels clignotants

Un autre type de pixels défectueux sont les pixels dit "clignotants" ou en anglais "Random Telegraph Signal" pixel (pixels RTS dans la suite du manuscrit). Il s'agit de pixels dont le niveau continu peut osciller entre plusieurs niveaux. De manière générale, ces pixels sont affectés par du bruit RTS, qui fait partie des bruits en 1/f. Un exemple de pixel affecté par le bruit RTS est donné en Figure 2.7, où l'on peut voir le cas d'un pixel RTS de type 2 niveaux, car son signal oscille entre 2 niveaux.

Les premières observations de bruit RTS ont été faites dans les années 1960 [Bell, 1959]. Elles ont été observées dans des structures très différentes comme des diodes polarisées en direct ou indirect,

1. Notions théoriques fondamentales

TABLE 2.3 – Critères opérationnels employés par 5 entités différentes pour la recherche de pixels défectueux

	AIM	LYNRED	III-V Lab	HRL	IRnova
NETD(N)	$< 200\% \langle N \rangle_s$		$< 30\% \langle N \rangle_s$	$ N < 3 \langle N \rangle_{med}$	$N < 120mK$
Réponse R		$< 20\% \langle R \rangle_s$	$< 30\% \langle R \rangle_s$		$ R - \langle R \rangle_s < 5\% \langle R \rangle_s$
Niveau Continu NC		$< 30\% \langle V_S \rangle_s$	$< 30\% \langle V_S \rangle_s$		
Bruit temporel BT		$< 100\% \langle \sigma_t \rangle_s$		$ \sigma_t < 4 \langle \sigma_t \rangle_{med}$	
NETD spatiale ($NETD_S$)					$< 150mK$

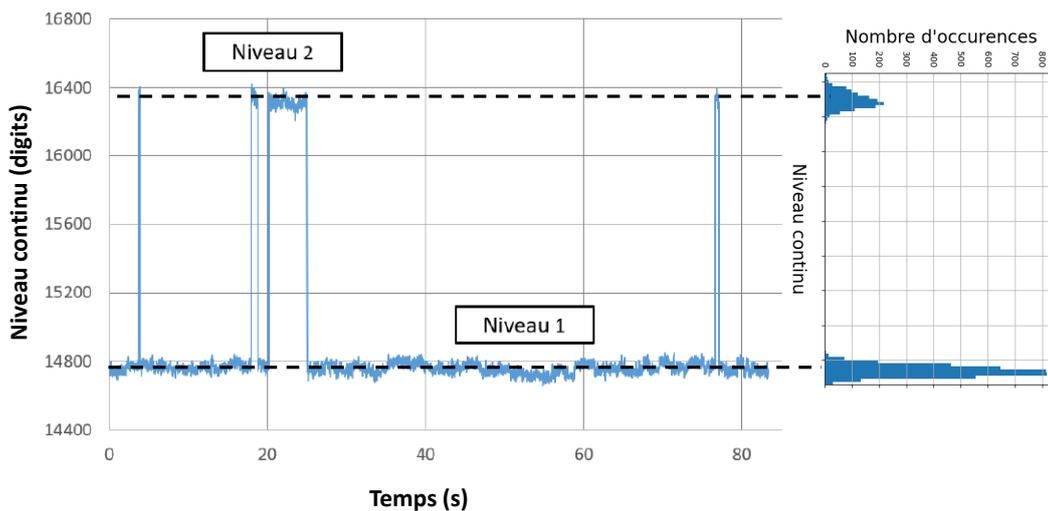


FIGURE 2.7 – Évolution du niveau continu NC d'un pixel au cours du temps. Le pixel a son niveau qui oscille entre deux niveaux, il s'agit d'un pixel RTS 2-niveaux. La variation relative de signal est d'environ 11% dans ce cas précis.

ou encore des transistors bipolaires [Hsu et al., 1970]. De manière générale, le bruit RTS existe dans les technologies qui utilisent des semiconducteurs. Leur étude dans des structures a permis de déboucher sur des modèles théoriques qui arrivent à décrire leur comportement [Hsu et al., 1970] [Hsu, 1971] [Kandiah et al., 1989] pour certains cas seulement. Le bruit RTS provient du matériau en lui-même, d'où son existence avec des effets semblables pour des structures très différentes. Il est lié à l'existence de défauts qui peuvent piéger les porteurs. Ces défauts peuvent exister dans différents endroits du composant, certains ont des défauts associés à des dislocations du cristal, d'autres des centres de génération-recombinaisons ou encore les défauts près de la surface d'une jonction. Il existe de nombreuses sources potentielles de bruit RTS qui rendent donc la modélisation de son comportement très difficile.

Le bruit RTS a été observé et étudié depuis le début des années 2000 dans la communauté infrarouge [Perez et al., 2005] [Pogány and Guillot, 1999]. Cependant, il ne s'agissait pas d'un facteur limitant à l'époque, et récemment l'amélioration de la compréhension de la physique des semiconducteurs ainsi que des procédés de fabrication ont permis l'utilisation des détecteurs pour des applications dites "HOT" (pour "high operating temperature") et les applications à très faible flux. Pour l'application HOT, la performance recherchée consiste en l'augmentation de la température de fonctionnement du détecteur. Or, cette augmentation de la température a entraîné une augmentation du bruit RTS, qui fait l'objet de nombreuses études récentes [Rubaldo et al., 2016] [Péré-Laperne et al., 2016] [Brunner et al., 2014] [Hanna et al., 2016] en vue d'une amélioration des performances des détecteurs infrarouge.

Ainsi ces pixels RTS peuvent être potentiellement gênants, car les changements de niveau peuvent nuire à la qualité image. Puisque l'on sait que le clignotement a un effet négatif sur la qualité image et que le BSFR est justement l'outil que l'on utilise pour évaluer la qualité image, on peut se demander si les pixels RTS affectent également le BSFR.

2.1.5 Le BSFR une fonction de mérite très dépendante des conditions de calcul

Le BSFR est une fonction de mérite qui a l'avantage de représenter directement la qualité image globale par la mesure de disparité des signaux des pixels, en d'autres termes, l'écart-type. Malheureusement, l'écart-type est connu pour avoir des problèmes de robustesse lorsque des valeurs aberrantes (voir paragraphe 2.1.4.1) sont présentes dans l'échantillon sur lequel il est appliqué. De plus, il existe d'autres limites au choix des pixels défectueux et à la correction qui impactent le BSFR. Ces limites sont abordées dans cette section.

2.1.5.1 Choix des pixels défectueux

L'étape de recherche des pixels défectueux a été abordée au paragraphe 2.1.4.1. Les critères présentés alors sont des critères qui peuvent changer d'un détecteur testé à un autre, c'est pourquoi il est important de préciser quels critères sont utilisés pour l'exclusion des pixels et le nombre de pixels exclus. Pour illustrer le propos, on peut voir en Figure 2.8, le comparatif de deux BSFR/BT. En bleu tous les pixels défectueux ont été exclus, tandis que pour l'autre en rouge on a gardé un pixel défectueux. Ainsi un seul pixel peut rendre le BSFR supérieur au BT et donc, fausser l'évaluation de la stabilité temporelle, alors qu'en réalité la qualité image globale est bonne si on regarde la courbe bleue. De plus, on retrouve dans les deux cas la forme classique en W, la forme du BSFR ne nous indique donc pas ici qu'il reste un pixel défectueux.

2.1.5.2 Les limites de la correction

La correction TPC utilisée dans le manuscrit a été abordée en paragraphe 2.1.2.1. Cette dernière utilise deux points de référence comme compromis entre efficacité de correction et simplicité d'application. Cependant, il n'y a pas de consensus sur le choix de ces points (à quels % de WF se placer). En effet, en fonction de l'application il faudra adapter la correction. Si par exemple, le détecteur sera utilisé pour des forts flux, les deux points de référence seront pris pour des valeurs de WF élevées. Cela peut être observé sur la Figure 2.9 où les points de référence se situent à des valeurs de WF de 52% et 72% alors que dans notre cas (Figure 2.8), il a été choisi de prendre ces valeurs à 33% et 66%.

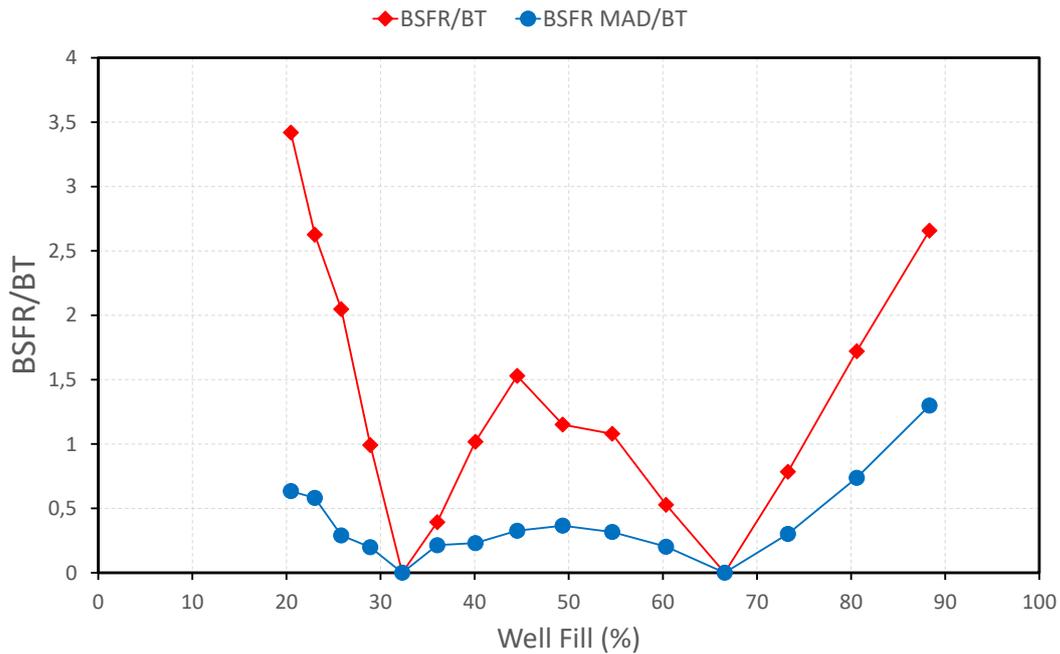


FIGURE 2.8 – Comparaison de deux BSFR/BT pour $t_i = 4ms$ et pour des températures de corps noir allant de $10^{\circ}C$ à $52^{\circ}C$. Les points de référence utilisés pour la correction ont été choisis à 33% et 66% environ du WF. En bleu, tous les pixels défectueux ont été trouvés à l'aide des critères ONERA puis exclus de la liste des pixels utilisée pour le calcul du BSFR. En rouge, on a laissé un pixel défectueux, de type défaut de niveau continu, dans la liste des pixels exploitables.

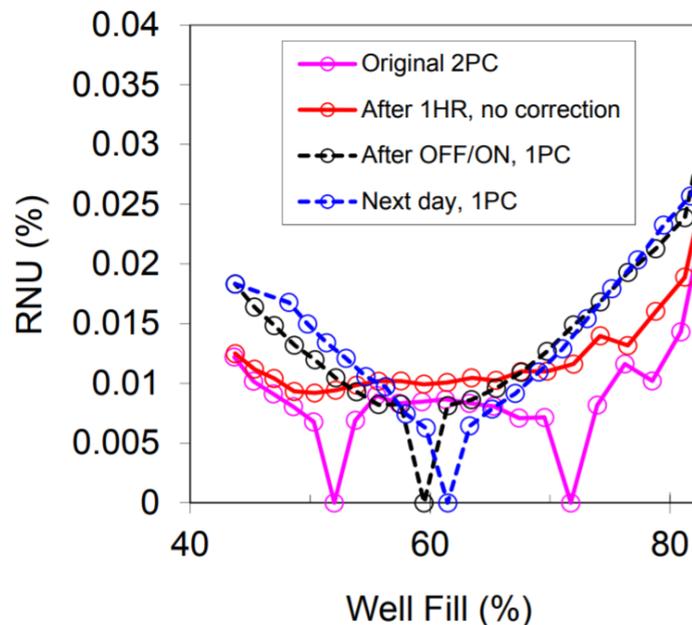


FIGURE 2.9 – Exemple de BSFR (mesuré par l'entreprise SCD) sur un détecteur T2SL InAs/GaSb LWIR [Klipstein et al., 2016] refroidi à 80K. Ici le choix des points de référence s'est fait pour des valeurs de WF élevées.

Le calcul de la correction se fait sur une certaine fenêtre temporelle lors de l'étalonnage, cependant il a été observé que dans la recherche de pixels défectueux, il existe également des pixels qui clignotent. Leurs clignotements peuvent être très longs ou rapides. Or, dans les deux cas, la correction calculée ne sera pas optimale. En effet, prenons le cas d'un pixel RTS 2 niveaux (voir Figure 2.10). Si le pixel RTS a clignoté deux fois (passage : niveau bas-niveau haut-niveau bas), alors la correction calculée sera une correction moyenne adaptée pour un niveau entre les deux niveaux de clignotement. Tandis que dans le cas d'un pixel RTS a clignotement long, on peut avoir le cas où le pixel RTS ne clignote pas pendant l'étalonnage, alors la correction calculée est adaptée seulement pour le niveau présent pendant l'étalonnage.

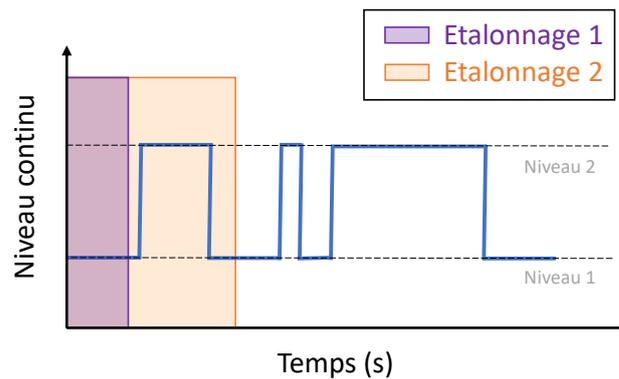


FIGURE 2.10 – Évolution du niveau continu NC d'un pixel RTS au cours du temps. On a représenté deux exemples de fenêtres temporelles pour l'étalonnage. En vert, l'exemple où le pixel ne clignote pas durant l'étalonnage et en orange, l'exemple où le pixel clignote deux fois durant l'étalonnage.

C'est pourquoi il est important de les rechercher et de les caractériser, afin de pouvoir comprendre leur fonctionnement et quantifier leur impact sur la qualité image.

2.1.6 Vers un protocole plus robuste de la mesure de la stabilité temporelle

L'identification des limites du BSFR permet de voir deux points importants sur lesquels il faut travailler.

2.1.6.1 Recherche des pixels RTS

L'étude du bruit RTS fait l'objet de recherches intensives [Yuzhelevski et al., 2000] [Goiffon et al., 2009]. Elle a été le cœur du travail du sujet de thèse de M. Guénin (2017-2021) à l'ONERA. L'objectif de cette thèse était l'étude et la caractérisation du bruit RTS dans des matrices de détecteurs infrarouge. Son étude a porté principalement sur la technologie HgCdTe, en collaboration avec LYNRED. Dans le cadre de son étude, M. Guénin a développé un algorithme de recherche des pixels RTS. En effet, leur recherche est complexe, plus particulièrement lorsque le bruit RTS et le bruit de photons sont du même ordre de grandeur. L'algorithme de recherche des pixels RTS, a pour nom "Drift and RTS characterization and separation by overall unique level selection" ou plus simplement, DARCSOULS. Dans la suite, les étapes principales de l'algorithme sont expliquées.

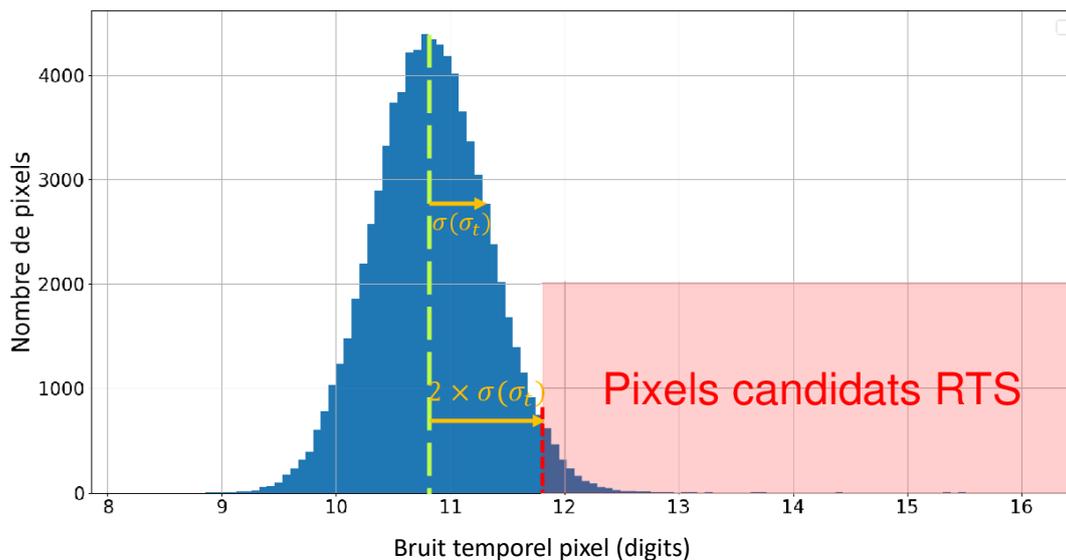


FIGURE 2.11 – Représentation de la sélection des pixels candidats RTS à l'aide d'un histogramme de bruit temporel des pixels, soit de "l'image rms". Il s'agit du cas où le CEC est fixé à 2.

- Dans un premier temps, une liste des pixels potentiellement clignotants est créée. Cette première liste est créée afin de réduire le temps de calcul de l'algorithme. En effet, les calculs dans la suite ne seront réalisés que sur les pixels appartenant à cette liste, afin de ne pas avoir à traiter tous les pixels de la matrice. Pour cela, une "image rms" est calculée. Il s'agit d'un tableau de même taille qu'une image, dont chaque valeur contient le bruit temporel de chaque pixel (i,j) calculé sur le cube d'images. Un pixel est classé comme "pixel candidat potentiel RTS" s'il satisfait la condition suivante :

$$\sigma_{t_{i,j}} > \langle \sigma_t \rangle_{med} + CEC \times \sigma(\sigma_t) \quad (2.18)$$

avec $\sigma_{t_{i,j}}$ le bruit temporel du pixel (i,j) , $\langle \sigma_t \rangle_{med}$ la valeur médiane du bruit temporel de la matrice, CEC le Critère Ecart Candidat qui est un paramètre à ajuster en fonction du détecteur, et enfin $\sigma(\sigma_t)$ l'écart-type du bruit temporel ("image rms").

Une représentation sous forme d'histogramme dans la Figure 2.11 est donnée afin de visualiser la sélection des pixels candidats RTS. Les bons pixels ont leur bruit temporel qui suit une statistique gaussienne (bruit de photons). Les pixels dont le bruit temporel dépasse le seuil (cf équation 2.18) sont alors sélectionnés comme pixels candidats RTS. Ces derniers sont des pixels dont le bruit élevé peut-être lié à l'existence d'un bruit RTS supplémentaire. Sur l'histogramme, ces pixels se trouvent à droite (zone rouge). Ce seuil est définie de cette façon pour des raisons de complexité de calculs et de justesse de l'identification d'un pixel comme étant affecté de bruit RTS. On aborde cette problématique dans le paragraphe 2.3.1, où la discussion porte sur les raisons du choix de la valeur du critère CEC à fixer.

- Dans un deuxième temps, une recherche des sauts dans le signal (niveau continu) des pixels est effectuée parmi les pixels candidats RTS. Des caractéristiques sont calculées afin de déterminer si les pixels candidats sont bien RTS ou non avec l'algorithme de Pruned Exact Linear Time

(PELT) [Killick et al., 2012] associé à un algorithme de réduction d'états qui permet de bien identifier les différents niveaux. Ainsi, chaque pixel candidat potentiel RTS, possède une liste avec le nombre de sauts, la différence de niveau entre ces sauts, et les temps de vie de ces sauts. Il s'agit du temps pendant lequel le niveau continu reste sur un niveau sans qu'il n'y ait de clignotement. Ces caractéristiques sont visibles en Figure 2.12.

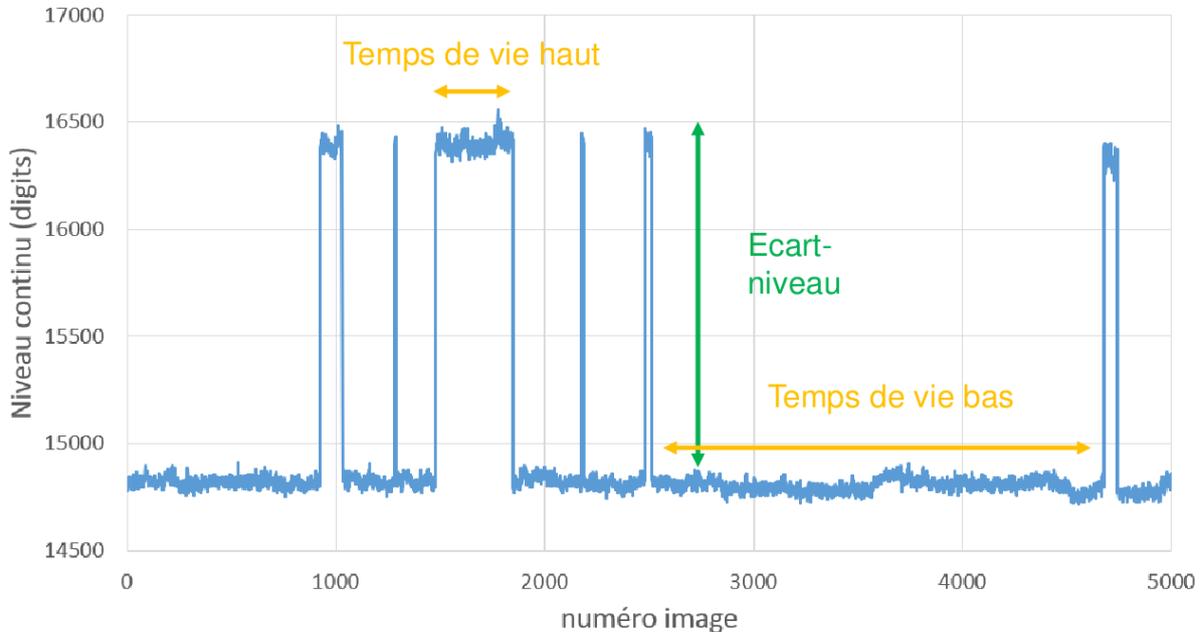


FIGURE 2.12 – Représentation des caractéristiques extraites à l'aide de l'algorithme de PELT [Killick et al., 2012] sur le signal d'un pixel RTS.

- Enfin, la dernière étape est la vérification qu'un pixel candidat RTS est bien RTS ou non. En effet, des sauts ont pu être identifiés par l'algorithme de PELT par erreur sur le signal d'un pixel. Cette vérification passe par l'analyse de la différence de niveau, extraite à l'aide l'algorithme de PELT, qui doit satisfaire la condition suivante :

$$\max(\text{ecartniveaux}) > FS \times \sigma_{t_i,j}^* \quad (2.19)$$

avec $\max(\text{ecartniveaux})$ qui est la valeur maximum d'écart de niveaux dans la liste, FS le Facteur de Saut un paramètre à ajuster par l'utilisateur et $\sigma_{t_i,j}^*$ est le bruit temporel du pixel en l'absence de saut. Il s'agit du bruit temporel calculé sur une partie du niveau continu où le pixel n'a pas eu de saut. On compare la différence de niveaux au bruit temporel "propre" $\sigma_{t_i,j}^*$ du pixel et si cette différence de niveaux est supérieure, alors on confirme que le saut a bien eu lieu.

Dans le cadre de ma thèse, j'utilise cet algorithme pour la recherche des pixels RTS dans le détecteur T2SL IRnova, qui sera détaillé dans la partie protocole expérimentale. J'ai étudié l'impact des paramètres présents dans les critères de recherche des pixels RTS sur le détecteur de IRnova et je les ai ajusté afin d'avoir la liste de pixels RTS la plus juste possible. Ces pixels seront alors étudiés, classifiés et leur influence sur le BSFR quantifiée

2.1.6.2 Une fonction de mérite plus robuste : le BSFR MAD

Le problème du BSFR est qu'il s'agit d'un écart-type connu pour son absence de robustesse en présence de données aberrantes. Une façon de déterminer l'écart-type non pollué par des données aberrantes est l'utilisation d'estimateurs robustes, qui sont insensibles à de petites déviations vis-à-vis du modèle pour lequel l'estimateur a été optimisé. Les petites déviations, sont dans notre cas, quelques données qui ne suivent pas la statistique globale de la matrice de pixels. De plus, la plupart du temps, ces données aberrantes sont à l'origine d'une queue de distribution dans l'histogramme, ce qui rend d'autant plus difficile de retrouver la distribution que l'on cherche à caractériser.

Il existe dans la littérature mathématique [Hampel, 1974],[Huber, 2004] un estimateur robuste de l'écart-type appelé Median Absolute Deviation (MAD), adapté à notre type d'application (présence d'une queue de distribution non désirée). Cet outil est très prisé des statisticiens et on le retrouve dans différentes applications allant des statistiques économiques à celles des études de sociologie [Ruppert, 2011] [Leys et al., 2013]. Le MAD est une quantité qui se définit de la façon suivante :

$$MAD = \langle |V'_S - \langle V'_S \rangle_{med}| \rangle_{med} \quad (2.20)$$

avec V'_S tableau contenant les valeurs de niveau continu des pixels après correction. Utiliser la médiane plutôt que la moyenne dans l'équation 2.20 donne une mesure statistique robuste de la dispersion. Le MAD est "très" insensible à la présence de données aberrantes. L'insensibilité ou la robustesse de l'estimateur se quantifie à l'aide la notion de "breakdown point" [Donoho and Huber, 1983], il s'agit du nombre maximum de points dans un échantillon qui peuvent être des données aberrantes sans que cela fausse le résultat obtenu à l'aide de l'estimateur. Pour le MAD, le "breakdown point" est de 50 %, cela signifie donc que tant que moins de la moitié des points de l'échantillon sont des données aberrantes, alors le MAD donnera la valeur correcte de la dispersion de l'échantillon étudié. Cependant, le MAD n'est qu'une mesure robuste de variabilité d'un échantillon, il ne représente pas l'écart-type. Un facteur de proportionnalité k doit être appliqué [Rousseeuw and Croux, 1993] afin d'obtenir l'estimation de l'écart-type :

$$\sigma_{BSFR}^{MAD} = k \times MAD \quad (2.21)$$

avec k le facteur de proportionnalité qui dépend de la distribution que l'on cherche à étudier. En général, k est pris égal à 1.4826 si l'on suppose que l'échantillon de données suit une loi gaussienne, bien sûr données aberrantes exclues. Pour plus de détails sur le calcul de l'estimateur robuste MAD, on pourra consulter l'annexe C.

2.2 Protocole expérimental et traitement des données

Dans cette section, on va s'attacher à détailler la partie "pratique" des mesures et le traitement des données acquises.

2.2.1 Banc expérimental

Le banc de mesure consiste en un corps noir étendu *CI-Systems SR-800* placé devant le détecteur. La température du corps noir est contrôlable, ce qui permet de faire varier le flux incident arrivant sur le détecteur. Le banc est présenté en Figure 2.13.

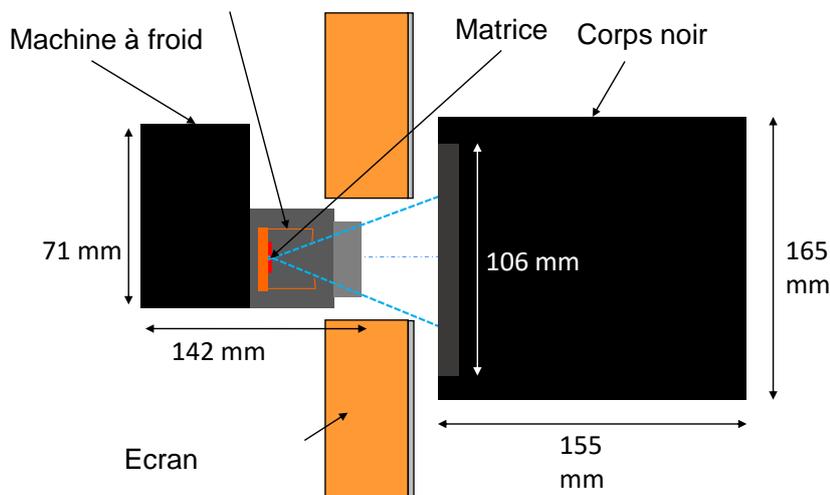


FIGURE 2.13 – Banc de mesure de BSFR et RTS.

Entre le détecteur et le corps noir, un écran est placé, afin de limiter la convection thermique, lorsque le corps noir atteint des températures importantes (expérimentalement, cela arrive après 40°C environ). En effet, au delà de cette température, des mouvements d'air chauds et froids se produisent devant le détecteur et la faible NETD de ce dernier lui permet de détecter ces différences de températures non voulues. Ces inhomogénéités perturbent les mesures de bruit, aussi bien pour le bruit temporel que le bruit spatial. La solution idéale serait de ne pas avoir d'air entre le corps noir et le détecteur. Pour cela, un banc avec un corps noir placé sous vide a été approvisionné récemment à l'ONERA. Il permet pour le moment de placer des monoéléments et des matrices, dans des cryostats, face à un corps noir étendu dont la température peut atteindre 150 K. Lorsque le banc sera opérationnel, il permettra de faire des mesures à plus hautes températures de corps noir (>40°C).

Le banc en Figure 2.13 possède plusieurs paramètres. En effet, pour chaque température de corps noir, il faut préciser le nombre d'images acquises et le temps d'intégration utilisé. La grandeur de sortie du détecteur est une tension, que l'on nomme $V_S(T_{CN})$.

Le traitement du bruit pour la mesure de BSFR ne se réalise pas directement sur les images brutes. En effet, les images brutes ont du colonage et de l'effet de dôme. Le BSF ne peut donc pas être calculé sur les images brutes, car cela le surestimerait. En revanche, pour la recherche des pixels RTS, le traitement est appliqué directement sur les images brutes.

2.2.2 Protocole de mesure

Le protocole expérimental utilisé ici a plusieurs objectifs. D'une part, proposer une méthode standard qui puisse être appliquée sur différents détecteurs, afin de pouvoir mieux comparer les performances aussi bien entre filières qu'au sein d'une même filière de détecteurs infrarouge. D'autre part, il doit être réaliste. En effet, l'idéal pour les pixels RTS serait de pouvoir faire une mesure sur plusieurs heures. Malheureusement, si l'écriture d'un fichier de taille conséquente est possible grâce à des techniques de programmation d'écritures et lectures parallèles, en revanche, le traitement d'un fichier est limité à la fin par la RAM disponible de l'ordinateur.

Enfin, l'objectif du protocole est la réalisation de mesures de BSFR et RTS simultanées, afin d'observer l'impact des pixels RTS sur la stabilité temporelle du détecteur. *À notre connaissance, il s'agit d'une expérience qui n'a jamais été faite auparavant.* Ces mesures devraient permettre une meilleure compréhension, aussi bien de la stabilité temporelle du détecteur que des pixels RTS dans la filière T2SL.

2.2.2.1 Description des mesures

L'étude de BSFR se fait sur plusieurs températures de corps noir. En effet, comme vu au paragraphe 2.1.3, on étudie le bruit spatial fixe sur l'ensemble de la dynamique du détecteur jusqu'à atteindre la saturation de ce dernier. Dans le protocole, il a été décidé de prendre 17 points de mesures, soit 17 températures de corps noir, réparties entre 10°C et 58°C, avec un pas de 3°C pour permettre une répartition homogène en température des points de mesure.

L'étude RTS se fait sur les différentes températures également, pour pouvoir suivre l'évolution des pixels RTS sur toute la mesure de BSFR.

Le protocole de mesure est le suivant : Pour chaque température de corps noir T_{CN} étudiée, un cube de **5000 images** est acquis à l'aide du détecteur, avec un temps d'intégration fixé à **4 ms**. Ce temps d'intégration a été choisi car adapté à la plage de température du corps noir étudiée, la saturation est atteinte à 58°C. Au niveau de l'enregistrement des données, deux types d'enregistrement sont effectués à partir des cubes de 5000 images, car il y a deux mesures étudiées : le BSFR et les pixels RTS.

Pour l'étude du BSFR, **seules les 256 premières images** de chaque cube de 5000 images sont enregistrées. Ainsi, le travail sur le BSFR s'effectue sur 17 cubes de 256 images chacun.

Pour la recherche des pixels RTS, les cubes de 5000 images sont exploités. La Figure 2.14 schématise l'acquisition des cubes images, on y indique quelles images sont exploitées par mesure étudiée.

Dans la suite, on va détailler l'enregistrement des données sous forme de liste des données principales pour chaque type d'enregistrement. On a privilégié l'enregistrement sous forme de vecteurs lignes pour faciliter les traitements. Sauf si mentionné, le temps d'intégration est fixé à 4 ms.

Pour l'étude du BSFR, les données suivantes sont enregistrées dans un fichier :

- **ave_images** : il s'agit d'une matrice contenant l'image moyenne à chaque T_{CN} , en d'autres termes du signal. On rappelle, qu'à chaque température de corps noir, un cube de 256 images est enregistré. De ce cube d'images, on extrait une image moyenne, donc moyennée sur le temps. Cette image a pour dimensions 320 x 256, mais est stockée sous forme de vecteur ligne de (1,81920). Ainsi, **ave_images** est une matrice de taille (17,81920), chaque ligne étant une image moyenne à une température de corps noir.
- **ave_images_ROIC** : il s'agit d'une matrice contenant l'image moyenne à $t_i = 1\mu s$ à chaque T_{CN} . En effet, avant l'acquisition d'un cube d'images par le détecteur, une acquisition à $t_i =$

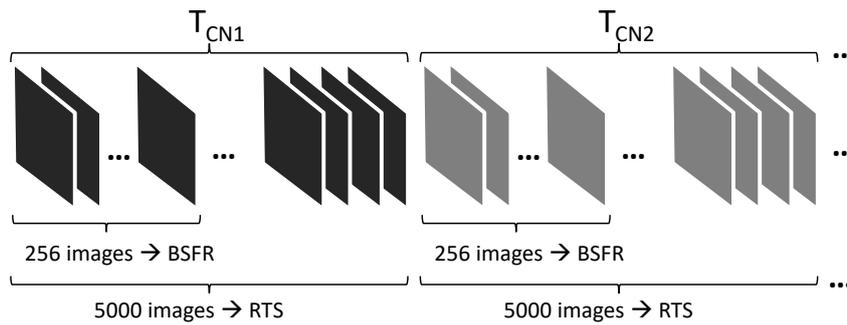


FIGURE 2.14 – Schéma d'acquisition des cubes images pour différentes températures de corps noir. Pour chaque température, un cube de 5000 images est acquis. La mesure de BSFR n'exploite que les 256 premières images de chaque cube, tandis que la recherche de pixels RTS exploite les cubes de 5000 images.

$1\mu s$ d'un cube d'images est effectué. Cela est fait car le détecteur possède un offset de tension dû au circuit de lecture. La mesure de cet offset de tension permet alors de le soustraire au cube `ave_image`.

- **cube** : Il s'agit de la concaténation de l'ensemble des cubes d'images acquis. Il est de taille (4352,81920), soit (17x256,81920). Ainsi, les 256 premières lignes correspondent au cube de 256 images acquis pour $T_{CN} = 10^{\circ}C$.
- **rms_images** : il s'agit d'une matrice contenant les images de bruit temporel pour chaque T_{CN} , elle est de taille (17,81920). Une image de bruit temporel contient pour chaque point, l'écart-temporel du signal du pixel correspondant, calculé sur un cube de 256 images donné.
- **rms_images_ROIC** : il s'agit d'une matrice contenant les images de bruit temporel à $t_i = 1\mu s$ pour chaque T_{CN} , elle est de taille (17,81920).
- **T_{CN}_{consigne}** : Température fixée à l'aide du contrôleur du corps noir.
- **T_{CN}_{lue}** : Température atteinte par le corps noir avant l'acquisition d'un cube. Cela permet la comparaison a posteriori, en cas d'incohérences sur les mesures.
- **t_{trame}** : Le temps trame du détecteur. Il s'agit du temps écoulé entre deux images dans le cube d'images. C'est ce temps qu'il faut utiliser pour la conversion nombre d'images/temps (en s). Le temps trame ici est une combinaison du temps d'intégration et du temps de lecture. Attention, il ne s'agit pas d'une somme, car le circuit de lecture du détecteur est en mode "Integrate While Reading" (IWR). Cela signifie que l'intégration du signal pour une image donnée a lieu pendant que le circuit de lecture lit le signal intégré de l'image précédente.

Pour la recherche des pixels RTS, un fichier est généré pour chaque température de corps noir :

- **ave_image** : Il s'agit de l'image moyenne du cube de 5000 images à la température du corps noir donné. Il est de dimension (1,81920).
- **rms_image** : Il s'agit de l'image de bruit temporel du cube de 5000 images à la température du corps noir donné. Il est de dimension (1,81920).
- **cube** : Il s'agit du cube de 5000 images, il est de taille (5000,81920).

Ainsi, pour une mesure effectuée, on obtient un fichier de mesure du BSFR et 17 fichiers pour la recherche des pixels RTS. Cette démarche a été adoptée pour la réduction des temps de calcul et la parallélisation de l'étude de l'impact des pixels RTS sur le BSFR.

Malheureusement, l'étude du BSFR et la recherche des pixels RTS nécessitent des temps de mesure, donc des tailles de cubes d'images, différents. Pour le BSFR, la mesure ne doit pas dépasser environ 1h-2h tandis que la recherche des pixels RTS nécessite des cubes d'images de taille plus importante (plusieurs heures). En effet, le BSFR est une quantité très sensible aux variations de paramètres physiques de l'environnement (flux parasites, température de la pièce, hygrométrie). Ainsi la mesure d'un BSFR doit être faite sur un intervalle de temps d'à peine quelques heures afin que les paramètres de l'environnement n'aient pas changé. D'un autre côté, plus la mesure est longue, plus cela est bénéfique pour la recherche de pixels RTS. En effet, comme il sera vu dans la suite au moment de l'étude des pixels RTS, les sauts des pixels RTS sont plutôt rares. De plus, pour avoir des mesures de temps de vie précises, il faut qu'il y ait un nombre de sauts assez importants, donc de temps de vie différents.

Il faut donc trouver un compromis et à cette fin, une étude est faite sur l'influence du nombre d'images dans un cube (la taille du cube) sur le nombre de pixels RTS trouvés à l'aide de l'algorithme. Sans surprise, on trouve que plus le nombre d'images augmente plus il y a de pixels RTS détectés. On cherche alors à savoir si l'acquisition de plusieurs cubes de taille petite, permet de retrouver tous les pixels RTS trouvés dans un cube de taille long. Pour cela on compare la recherche de pixels RTS dans deux cas :

- 1er cas : Recherche de pixels RTS dans un seul cube avec un nombre d'images donné, que l'on appelle "cube long".
- 2ème cas : Recherche de pixels RTS dans 10 cubes de taille moitié par rapport au "cube long", appelés "cubes petit".

L'étude montre que les pixels RTS trouvés dans un cube long sont également tous trouvés par la recherche dans des cubes de taille plus petite. Le compromis alors trouvé, est de faire des acquisitions de cube de 5000 images. En revanche, la caractérisation des temps de vie des pixels RTS ne pourra pas être faite, le nombre de sauts étant insuffisant pour que leur estimation soit suffisamment précise.

2.2.2.2 Présentation du protocole et des campagnes de mesures

Le protocole expérimental a l'avantage de rester presque le même que celui défini (Figure 2.15) lors de la thèse de J. Nghiem-Xuan [Nghiem Xuan, 2018]. En effet, même si la taille des cubes a changé, les temps d'écriture des fichiers restent sensiblement les mêmes. On a donc adapté le protocole standardisé par cette thèse.

Deux campagnes de mesures ont été réalisées. La première est en février 2019 et l'autre en avril 2019. Entre les deux campagnes 45 jours se sont écoulés. L'espacement de temps permet d'observer l'évolution de la qualité image sur une durée importante sans qu'il y ait une évolution trop importante non plus entre les deux campagnes. Au total, on a 32 jours de mesures espacés dans une plage temporelle de 77 jours. En temps d'observation, on a environ 28 heures de temps d'acquisition. On possède désormais un échantillon de données important avec lequel on va pouvoir observer l'évolution de la stabilité temporelle du détecteur avec les pixels RTS qui peuvent potentiellement l'impacter.

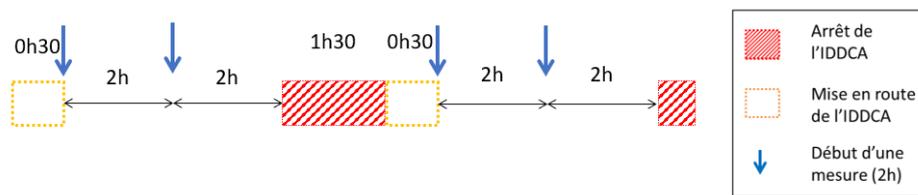


FIGURE 2.15 – Représentation d'une journée de mesure. La présence de deux cycle thermiques par jour permet de multiplier le nombre de mises en marche du détecteur et de constater une éventuelle dégradation au cours du temps.

2.2.3 Présentation de l'algorithme de classification des pixels défectueux

L'algorithme Dpouyator est un programme utilisé à l'ONERA qui a été développé "sur mesure" depuis quelques années par Marcel Caes. Il s'agit de l'algorithme de recherche des pixels défectueux. Il a l'avantage d'être suffisamment flexible pour pouvoir être adapté en fonction du détecteur à caractériser. La recherche des pixels défectueux dans le détecteur étudié s'appuie sur les critères mentionnés en paragraphe 2.1.4.1.

Les données utilisées sont les `ave_images` et `rms_images` (définies au paragraphe 2.2.2.1) présentées en Figure 2.16.

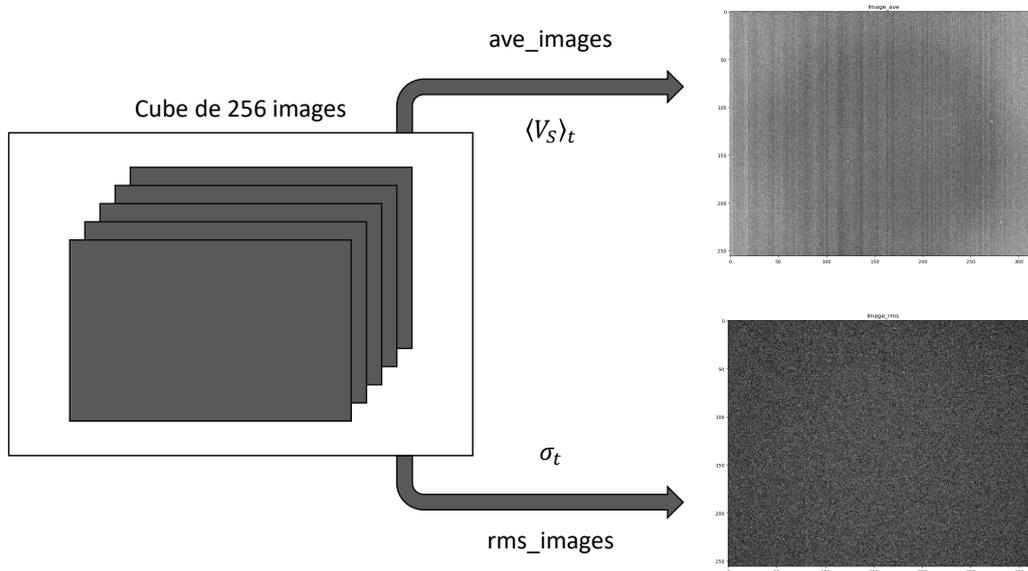


FIGURE 2.16 – Extraction des `ave_images` et `rms_images` à une température de corps noir donnée.

Tout d'abord, les pixels dits "défauts durs" sont recherchés. Ce sont les pixels morts ou en court-

circuits, qui ne remplissent donc pas la condition suivante :

$$V_S(\phi = 66\%WF) - V_S(\phi = 33\%WF) > 0 \quad (2.22)$$

Ensuite, les pixels à exclure sont recherchés à l'aide des critères présentés en paragraphe 2.1.4.1.

- Critère NC : Le calcul est fait sur l'image du cube ave_images à 50% du WF.
- Critère BT : Le calcul est fait sur l'image du cube rms_images à 50% du WF.
- Critère Responsivité : Le calcul est fait à l'aide des images du cube ave_images à 45% et 50% du WF.
- Critère NETD : Le calcul est fait à l'aide des images du cube ave_images à 45% et 50% du WF et des images du cube rms_image à 45% et 50% du WF.

On obtient donc 4 listes de pixels défectueux (chacune pour un critère), et 1 liste de pixels en "défauts durs". On fusionne alors ces listes pour avoir une liste globale de pixels défectueux (en effet, un pixel peut être défectueux pour plusieurs critères). On obtient par exemple 43 pixels en défaut NC, 28 en défaut BT, 34 en défaut de Responsivité et 41 en défaut de NETD. Il y a également 29 pixels en défaut dur. La fusion des listes donne un total de 47 pixels défectueux.

2.2.4 Algorithmes de calcul aboutissant au BSFR/BT

On a vu dans la partie précédente 2.1, qu'il existe différentes façon de calculer le BSFR, que cela soit le type de correction appliqué, les pixels défectueux recherchés et enfin la façon de calculer le BSFR.

Dans cette section, on présente les différentes méthodes d'étalonnage et mesures que l'on étudie. Ainsi, il faut retenir qu'une étude de stabilité temporelle, associera toujours une méthode d'étalonnage et une méthode de calcul du bruit spatial fixe résiduel. L'ensemble méthode d'étalonnage + méthode calcul du bruit spatial fixe résiduel est appelé protocole.

2.2.4.1 Etalonnage

Parmi les méthodes d'étalonnage possibles, on a choisi d'en retenir trois qui sont sur la Figure 2.17. Après que la mesure soit faite, une recherche des pixels défectueux est faite, quelle que soit la méthode de d'étalonnage choisie. L'**étalonnage 1** est celui dit de "référence", on applique la TPC et on calcule le BSFR. C'est cet étalonnage qui nous servira de point de comparaison par rapport aux autres méthodes. L'**étalonnage 2** est "étude impact RTS", il comporte une étape intermédiaire supplémentaire par rapport à l'étalonnage 1, qui est la recherche des pixels RTS. Enfin, l'**étalonnage 3** est celui où le calcul de la disparité spatiale résiduelle se fait à l'aide du $BSFR_{MAD}$. On remarquera qu'un seul type de correction est appliqué, il s'agit de la TPC, car on considère que l'étape d'étalonnage se fait sans contraintes.

2.2.4.2 Mesure de la disparité spatiale résiduelle

Après l'étape d'étalonnage, la disparité spatiale résiduelle est calculée sur les mesures qui suivent. Différentes méthodes de calcul de celle-ci existent et sont présentées en Figure 2.18.

Le **Calcul 1** est celui de "référence" : après application de la TPC on calcule le BSFR. Le **Calcul 2** contient une étape supplémentaire de recherche et exclusion des pixels RTS apparus dans la nouvelle mesure. Le **Calcul 3** est la méthode "robuste", après application de la TPC, on calcule le $BSFR_{MAD}$.

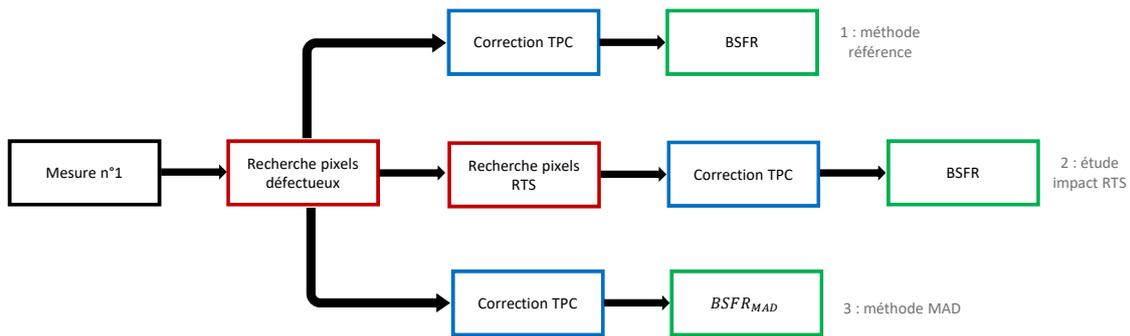


FIGURE 2.17 – Les différentes méthodes d'étalonnage utilisées sur la première mesure.

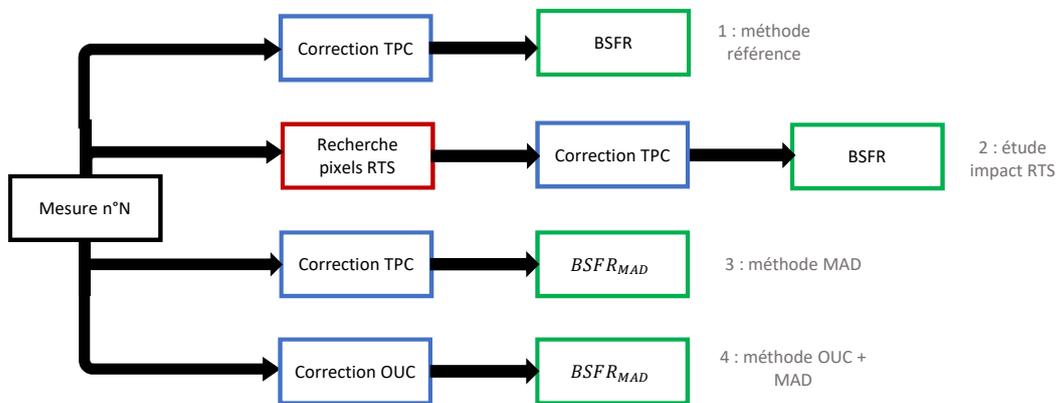


FIGURE 2.18 – Les différentes méthodes de calcul de la disparité spatiale résiduelle

Enfin, le **Calcul 4** est celui avec "étalonnage partielle", la correction OUC est calculée puis appliquée et le $BSFR_{MAD}$ calculé.

Ainsi, on a présenté un protocole expérimental de mesure de l'impact des pixels RTS sur le BSFR. Néanmoins, le protocole expérimental n'est pas suffisant, la phase de traitement est très importante car il existe plusieurs façons de traiter les images (différents types de correction ou de calcul du BSFR). La partie qui suit rassemble les différents résultats obtenus grâce aux différentes méthodes de traitement présentées.

2.3 Analyse statistique des pixels RTS

L'origine du bruit RTS a été abordée en paragraphe 2.1.4.2. Les premières études montrent que le bruit RTS n'est pas un phénomène systématique, le bruit RTS possède un caractère "aléatoire" qui nécessite d'être étudié afin de mieux comprendre les origines du bruit RTS et ses effets sur le détecteur. Cette étude passe par l'analyse statistique des données acquises. Ici, l'étude statistique abordée se concentre sur les effets sur le détecteur car jusqu'à aujourd'hui, il existe très peu d'études sur les effets des pixels RTS dans un FPA.

2.3.1 Différents types de pixels RTS : choix de classification, choix d'étude

Les pixels RTS sont des pixels affectés du bruit RTS. Cependant, ils peuvent être aussi des pixels défectueux vis-à-vis des critères définis en paragraphe 2.1.4.1 pour les pixels défectueux. C'est pourquoi, avant d'étudier en détails les pixels RTS, un premier tri est effectué. **Seuls les pixels RTS qui ne sont pas en défauts durs ou défauts de NC sont étudiés dans la suite.**

L'étude des pixels RTS est potentiellement vaste car les pixels RTS n'ont pas tous la même forme de signal, ce qui pourrait conduire à effectuer une étude "zoologique" des pixels RTS. On distingue trois grandes catégories de pixels RTS : les pixels RTS 2 niveaux (en anglais "2 level RTS pixels", 2LRTS), les pixels RTS multiniveaux et les pixels RTS "bruités". Des exemples de pixels appartenant à ces catégories sont représentés en Figure 2.19.

Dans l'étude statistique des pixels RTS, une classification a été effectuée parmi les pixels RTS, car malheureusement tous ne présentent pas des caractéristiques exploitables. Afin d'avoir une étude statistique pertinente, on décide de ne s'intéresser qu'aux **pixels 2LRTS appartenant au circuit de détection**. On explique les étapes de classification qui ont permis d'arriver à cette liste de pixels.

Tout d'abord, le bruit RTS d'un pixel peut provenir soit du circuit de lecture soit du circuit de détection. C'est pourquoi un deuxième tri est effectué, pour séparer pixels RTS ROIC (circuit de lecture) et pixels RTS CD (circuit de détection). Afin de déterminer quel circuit est responsable du bruit RTS pour chaque pixel, des mesures longues t_i sont effectuées à temps d'intégration $t_i = 1\mu s$. Une liste de pixels RTS est alors obtenue, on l'appelle "liste RTS ROIC". La liste de pixels RTS que l'on a trouvée pour $t_i = 4ms$ est appelée "liste RTS ti 4ms". Ainsi, il vient qu'un pixel RTS de "liste RTS ti 4ms" est un pixel RTS provenant du ROIC, s'il apparaît aussi dans la liste "liste RTS ROIC". On trouve 22 pixels appartenant à "liste RTS ROIC" dont 1 seulement apparaît dans la "liste RTS ti 4ms". Les 21 autres pixels sont des pixels défauts durs ou des défauts NC. Ce tri est nécessaire car les études statistiques effectuées par la suite doivent avoir une certaine cohérence. En effet, compter dans la même liste des pixels RTS provenant du ROIC qui est en silicium et des pixels RTS provenant du circuit de détection en T2SL n'est pas cohérent car les deux circuits sont physiquement séparés et de matériaux différents. En revanche, le tri n'est pas parfait, car malgré des mesures longues, à temps d'intégration faible ($1\mu s$), ces mesures ont été faites séparément. On n'a donc aucune garantie que tous les pixels RTS ROIC ont été bien trouvés, puisqu'un pixel peut avoir clignoté pendant les mesures à $t_i = 4ms$ et ne pas avoir clignoté pendant les mesures à $t_i = 1\mu s$. La synthèse du processus de tri des pixels est en Figure 2.20.

Désormais, on possède une liste de pixels RTS CD qui est une liste de pixels RTS épurés des pixels en défaut dur, en défaut de niveau continu et des pixels RTS ROIC. Il en reste une dizaine à la fin

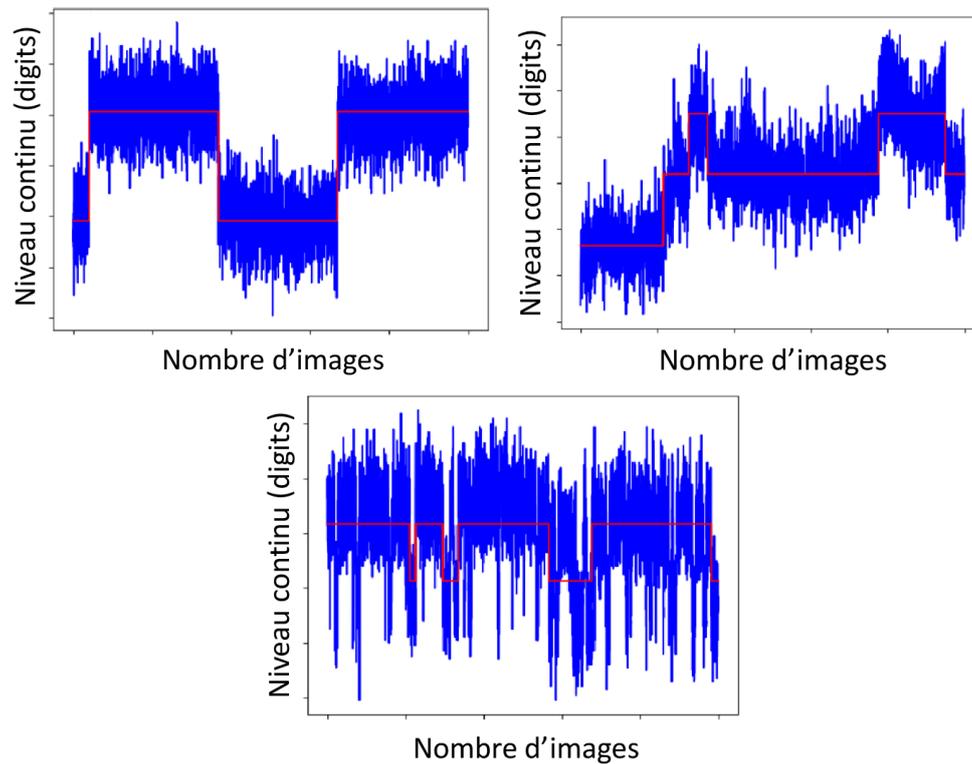


FIGURE 2.19 – Signaux temporels (niveau continu) de trois pixels RTS appartenant à une catégorie. En bleu le signal brut, en rouge les niveaux trouvés par l'algorithme DARCSOULS. Le premier signal est celui d'un pixel RTS deux niveaux (2LRTS). Le deuxième le signal d'un pixel RTS multiniveaux. Le troisième est le signal d'un pixel "bruité"

(par mesure de BSFR). Cependant, il reste encore du tri à effectuer, car il faut déterminer quels pixels RTS sont exploitables pour l'analyse. Le tri pour arriver à la liste de pixels 2LRTS CD repose sur un tri manuel, expliqué ici. La démarche adoptée est un compromis entre précision du tri et temps de tri.

- Première étape : il faut rassembler les images de signaux temporels tels que vu en Figure 2.19. Pour cela, l'algorithme DARCSOULS qui effectue la recherche des pixels RTS, sauvegarde également le signal temporel des pixels RTS qu'il a trouvés, qu'on appellera imagettes. On cherche alors à rassembler les imagettes des pixels RTS, sans qu'il y ait de doublons, car un pixel RTS peut-être RTS sur plusieurs cubes. Ainsi, l'algorithme ne va chercher que la première imagette des pixels RTS trouvés par DARCSOULS. Cela signifie que : quand une imagette d'un pixel RTS est trouvée, on ne cherchera plus les autres imagettes de ce pixel RTS dans d'autres cubes.
- Deuxième étape : On a donc un dossier d'imagettes, où l'on sait que chaque imagette est associée à un pixel RTS unique (i.e on ne peut pas avoir deux imagettes différentes, de deux cubes différents, pour un même pixel RTS). Dans cette étape, on classe manuellement les pixels dans les trois catégories citées ci-dessus.
- La troisième étape consiste à vérifier le comportement 2LRTS ou non des pixels qui avaient des imagettes ne présentant pas de comportement 2LRTS. En effet, comme indiqué lors de l'étape 1, on a pris seulement la première imagette d'un pixel RTS dès qu'elle était trouvée. Mais le pixel RTS peut potentiellement avoir été trouvé RTS sur d'autres cubes et avoir un comportement 2LRTS. C'est pourquoi, on rassemble toutes les imagettes des pixels non 2LRTS et on effectue

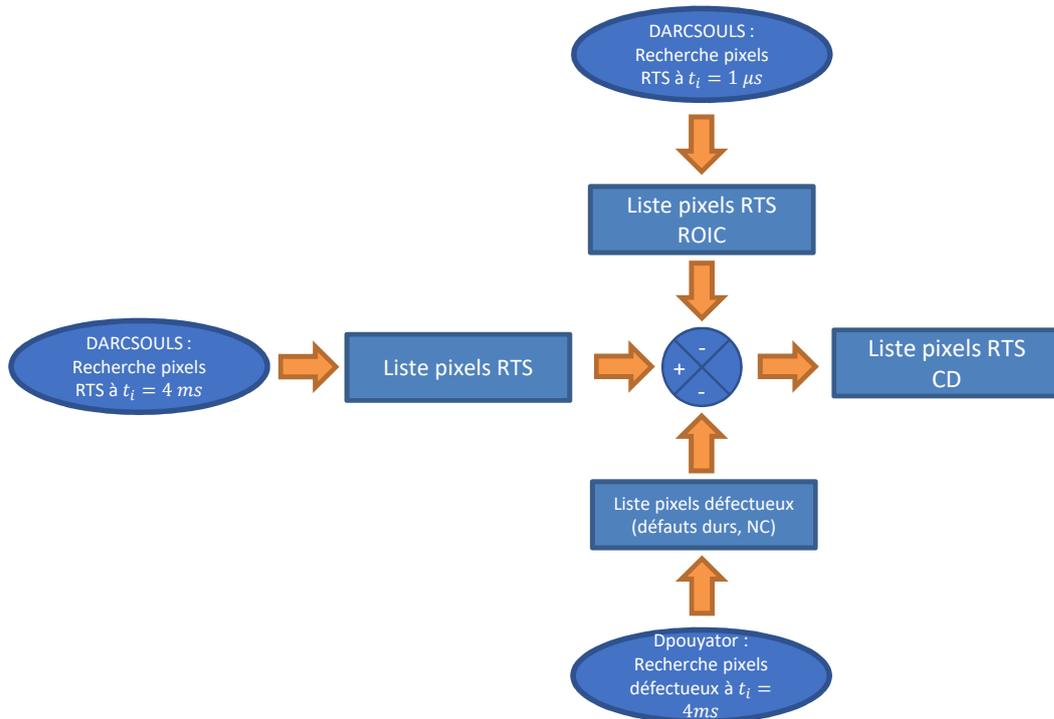


FIGURE 2.20 – Synthèse de la classification des pixels RTS en pixels RTS CD.

à nouveau un tri. On considère que si un pixel possède au moins une imagerie présentant un comportement 2LRTS, alors ce pixel est un pixel 2LRTS. On fusionne alors les deux listes de pixels 2LRTS, pour obtenir la liste finale de pixels 2LRTS CD.

Ce tri manuel a été pensé de cette façon, afin de le rendre faisable en des temps raisonnables. En effet, le nombre d'images au total à traiter est de quelques milliers, cette méthode a permis de passer à quelques centaines d'images à analyser manuellement. Les étapes sont nombreuses avant de parvenir à la liste de pixels 2LRTS CD et la Figure 2.21 permet de synthétiser les différents tris effectués.

Attention, cette classification des pixels RTS n'est appliquée que pour l'étude statistique des pixels RTS. Pour l'étude du BSFR, lorsque les pixels RTS sont exclus, tous les pixels ayant du bruit RTS (quelle que soit sa classification) sont exclus sans exception.

2.3.2 Analyse du nombre de pixels RTS

Pour cette étude on utilise l'algorithme DARCSOULS qui permet la recherche des pixels RTS par cube. Cependant, avant de pouvoir appliquer la classification abordée en paragraphe 2.3.1, il faut choisir les paramètres ou critères de l'algorithme DARCSOULS qui permet la recherche des pixels RTS.

Le nombre de pixels RTS est la donnée qui intéresse tous les industriels. Cependant, la question est délicate, car on rappelle que pour rechercher les pixels RTS, l'algorithme DARCSOULS fait appel

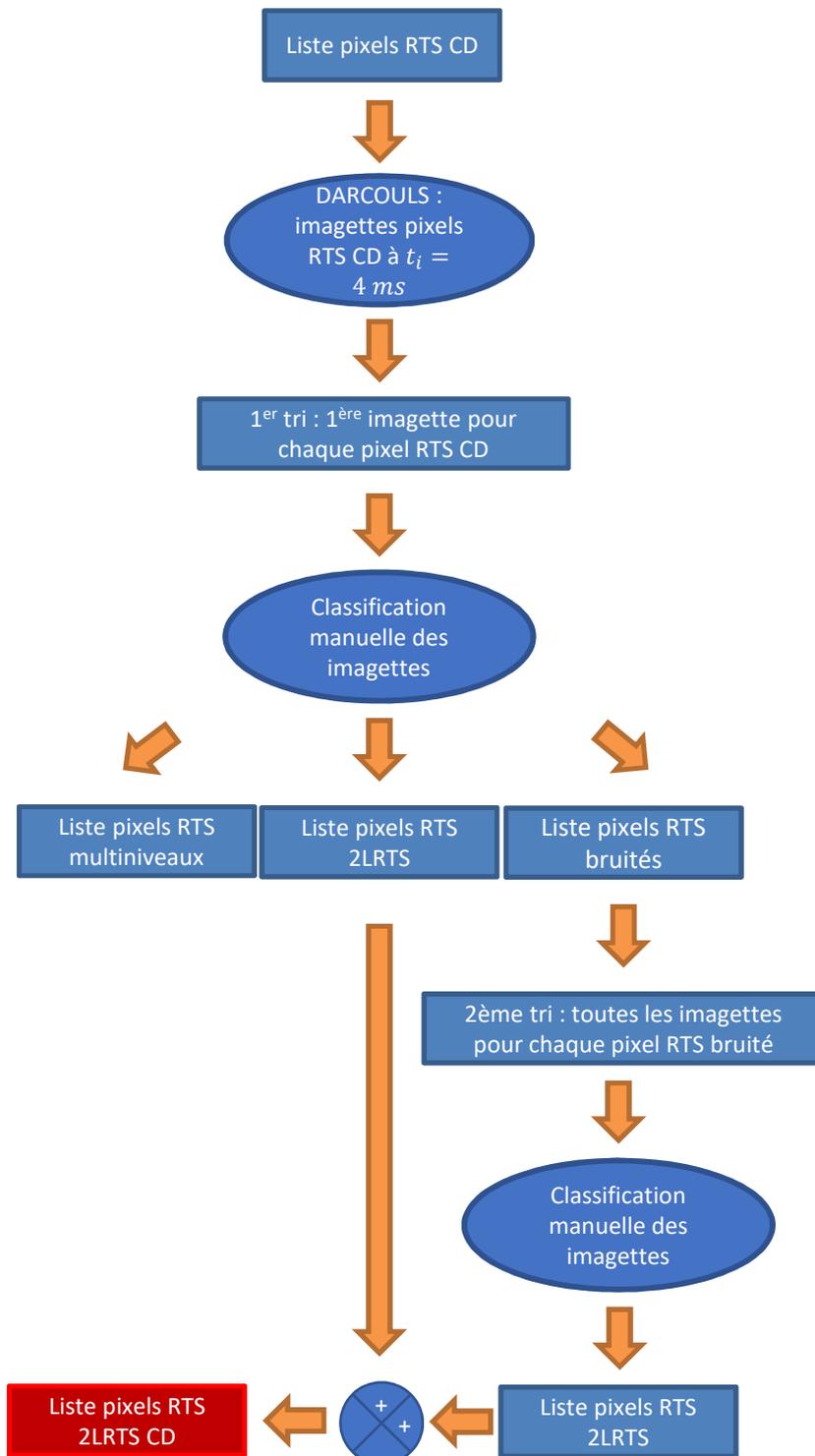


FIGURE 2.21 – Synthèse de la classification des pixels RTS CD en pixels 2LRTS CD.

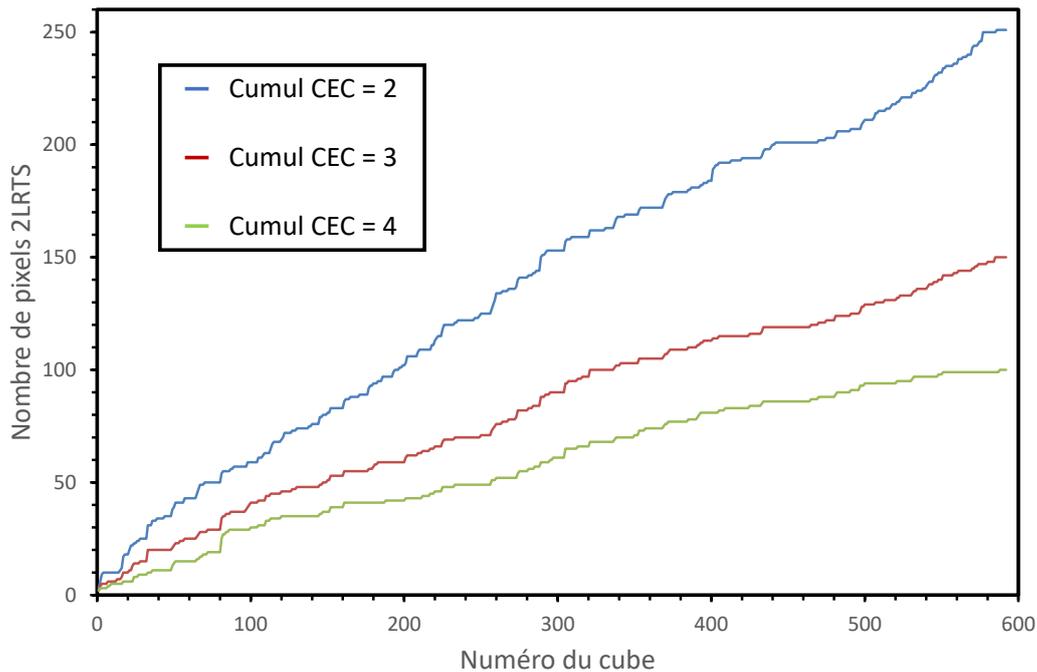


FIGURE 2.22 – Étude de l'influence du critère CEC sur le nombre pixels 2LRTS cumulés, le facteur de saut FS est fixé à 2.

à différents critères, ici ceux qui nous intéressent sont les critères écart candidat (CEC) et le facteur de saut FS. En effet, en fonction de ces deux paramètres les valeurs obtenues changent de façon importante.

Afin d'observer l'influence du CEC, on observe le nombre pixels 2LRTS cumulés pour différentes valeurs de CEC utilisées lors de la recherche des pixels RTS. Le cumul est défini de façon relative. Au cube n , le nombre de pixels 2LRTS cumulés est le nombre de pixels ayant clignoté au moins une fois entre les cubes 1 et n . Le pixel RTS est comptabilisé une seule fois seulement. Si par exemple, le pixel 5409 a clignoté 17 fois entre les cubes 1 et 22, on ne le comptera qu'au cube 1, et on comptera au cube 22 les pixels ayant clignoté au cube 22 mais n'ayant jamais clignoté entre les cubes 1 et 21.

Les résultats obtenus sont en Figure 2.22. On peut observer qu'il y a bien une différence importante sur le nombre de pixels 2LRTS cumulés à la fin de l'expérience selon le CEC choisi. On a 251 pixels si le CEC = 2, 150 si le CEC = 3 et 100 si le CEC = 4. Ainsi, selon le CEC choisi, la performance du détecteur peut changer, il est donc capital de préciser le CEC choisi pour l'analyse des pixels RTS.

Le choix de la valeur du CEC n'est donc pas anodin, d'autant plus que sa valeur peut induire des erreurs sur l'étude statistique. En effet, on veut trouver tous les pixels qui sont RTS (détection correcte DC) tout en n'ayant pas de fausse alarme (FA). Et donc, avec un CEC faible, on peut espérer ne pas rater de pixels RTS mais le traitement sera long et il y aura plus de fausses alarmes. Avec un CEC élevé, tous les pixels trouvés comme étant RTS le seront effectivement mais on risque d'en rater (non détection ND). De façon similaire à [Guénin et al., 2020] une carte de couleur qualitative en Figure 2.23 permet de donner une idée de comment orienter la valeur de CNC en fonction du détecteur étudié et des critères de DC, FA et ND que l'on se donne. Il ne s'agit que d'un exemple qualitatif inspiré de l'article [Guénin et al., 2020], faite pour aider à la compréhension.

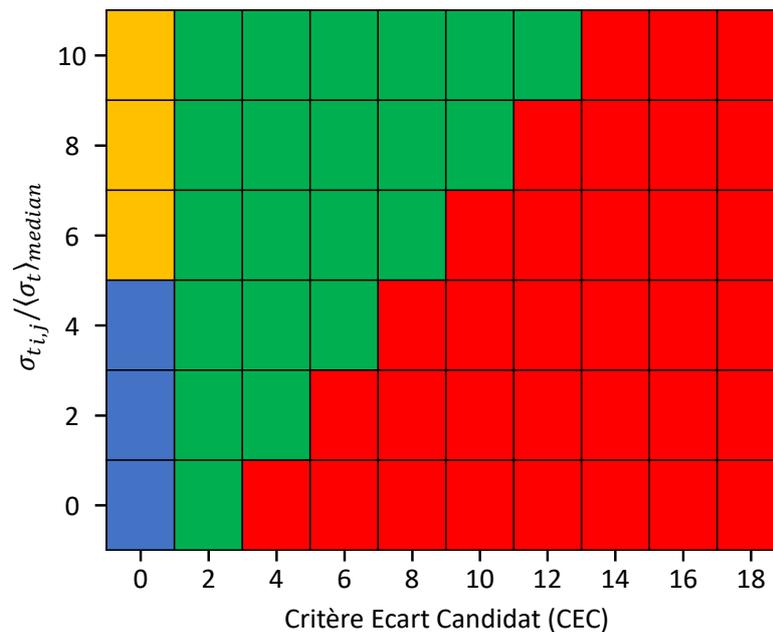


FIGURE 2.23 – Carte de couleur qualitative des sorties de l'algorithme DARCSOULS inspirée de [Guénin et al., 2020]. Une case verte correspond à une détection correcte DC, une case rouge à une non détection ND, une case orange à une fausse alarme FA et une case bleue à une non détection correcte NDC.

Dans notre cas, comme le détecteur possède peu de pixels RTS, j'ai choisi une approche semi-manuelle (voir le paragraphe 2.3.1) afin d'obtenir la classification des pixels 2LRTS, qui diffère de l'approche purement algorithmique développée par Maxence [Guénin et al., 2020]. Ici, le CEC est choisi de façon à trouver un compromis entre différentes contraintes que l'on se fixe pour avoir une recherche des pixels RTS aussi efficace que possible. Ces contraintes dans notre cas sont :

- Justesse de la détection : le pixel qualifié comme RTS est vraiment un pixel RTS. Plus le critère est élevé, plus le pixel est en défaut de bruit, plus il y a de chance que le pixel soit un pixel RTS.
- Temps de calcul et nombre d'images : plus le critère est élevé, moins il y a de pixels à traiter.
- L'identification manuelle : l'utilisateur regarde le signal temporel et décide s'il s'agit d'un pixel RTS ou non. Plus le critère est élevé, plus cette identification est aisée.
- La détection de tous les pixels RTS : il s'agit de la donnée que l'on cherche à maximiser, il ne faut pas avoir raté de pixels RTS car le critère CEC n'était pas suffisamment bas.

On pourrait dire qu'un pixel RTS est un pixel en défaut de bruit temporel (on ne parle pas ici du critère de bruit temporel défini en paragraphe 2.1.4.1), puisqu'il possède une composante de bruit supplémentaire par rapport à un "bon" pixel. Or, il existe des cas où un pixel peut avoir un bruit temporel égal à la moyenne en étant pourtant affecté du bruit RTS. Ces pixels ne sont donc pas en défaut de bruit, et ce critère de sélection n'est donc pas suffisant. Cependant plus le bruit RTS est faible plus il est difficile à identifier, que cela soit manuellement ou à l'aide de l'algorithme DARCSOULS, le risque de faux positif augmente. **Ainsi, on va donc préférer se concentrer sur des pixels dont le bruit temporel est supérieur à 2 fois le bruit temporel moyen (CEC = 2).** Ces

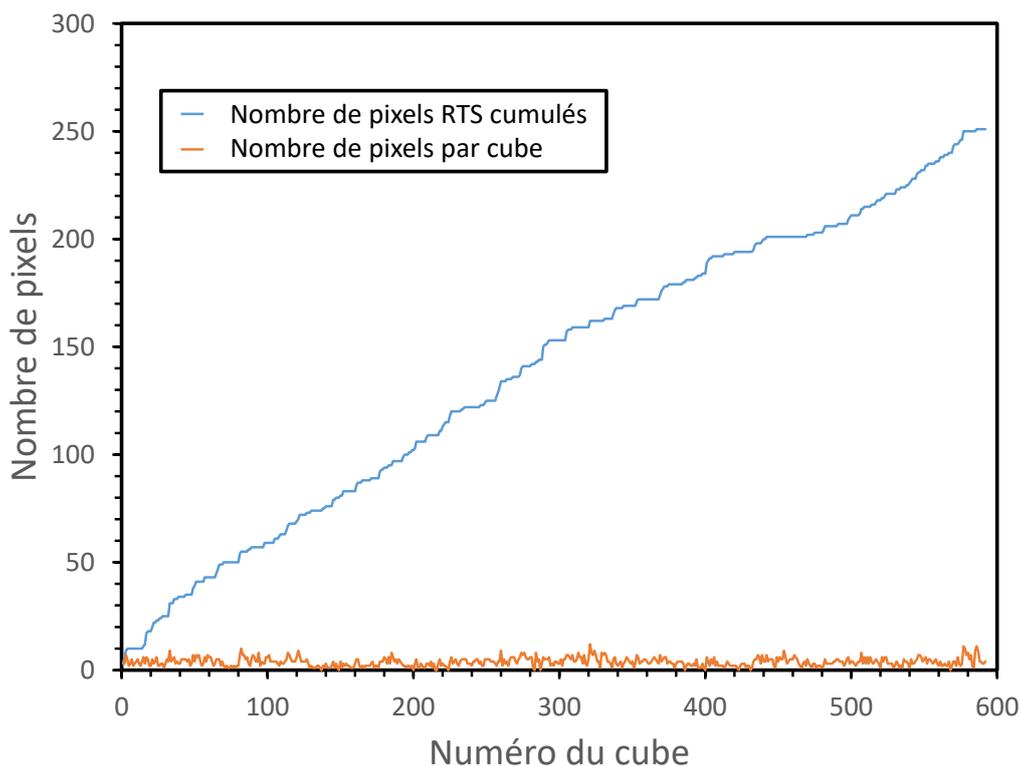


FIGURE 2.24 – Étude du cumul de pixels 2LRTS et du nombre de pixels 2LRTS par cube avec les paramètres $CEC = 2$ et $FS = 2$.

pixels ont plus de chances d'être affectés pas du bruit RTS, leur caractérisation sera aussi plus facile et leur confirmation comme étant des pixels RTS aussi, que cela soit par l'algorithme DARCSOULS ou manuellement par l'utilisateur.

La discussion sur le premier critère a permis de montrer que la valeur qu'on lui donne influence de façon importante le résultat et ne peut pas être fixé au hasard. Le deuxième critère qui est le facteur de saut FS pourrait être fixé avec une démarche similaire. Cependant, il a été fixé simplement à 2, car on s'aperçoit qu'en dessous de cette valeur, les analyses deviennent complexes et des erreurs sont trouvées comme par exemple l'identification de la variation de la température du corps noir comme étant un saut.

Ainsi, l'analyse des pixels 2LRTS se fait en fixant le $CEC = 2$ et $FS = 2$. La courbe de cumul et le nombre de pixels 2LRTS par cube sont analysés pour le critère $CEC = 2$ en Figure 2.24.

On peut observer que le nombre de pixels 2LRTS dans cette matrice est très faible, seulement 251 à la fin du cumul, soit 0.3% de la matrice. De plus, le nombre de pixels 2LRTS par cube est de 5 pixels en moyenne, ce nombre est très stable. Ensuite, à la moitié des mesures, le compte de pixels cumulé est de 152, qui est supérieure à environ la moitié de 251 pixels, montrant ainsi un certain ralentissement du nombre de nouveaux pixels 2LRTS apparaissant au cours des mesures. Cependant, malgré ce ralentissement, il n'apparaît pas de plateau de stabilisation du nombre de nouveaux pixels 2LRTS. Néanmoins, on observe sur la courbe "des marches d'escalier" régulièrement réparties et qui peuvent être longues (environ 40 min de temps de mesure), montrant des stabilisations locales. Au

total 102 cube sur 592 sont sans nouveaux pixels 2LRTS, soit 17% des cubes ou du temps de mesure, ce qui n'est pas négligeable. Ces stabilisations peuvent être intéressantes en fonction des applications visées.

Au vu de l'échantillon de données important, il semble qu'il n'existe pas de population fixe de pixels 2LRTS dans le détecteur testé. Ainsi, l'absence d'une population fixe de pixels 2LRTS rend impossible la recherche et l'exclusion définitive des pixels RTS d'une matrice, de façon similaire à la recherche et exclusion des pixels défectueux. Cependant, leur nombre reste très faible dans le cas étudié, et afin de statuer leur impact sur la stabilité temporelle, une étude de BSFR est nécessaire (voir section 2.4).

2.3.3 Analyse du nombre d'apparitions

Maintenant que l'on connaît un certain nombre de pixels 2LRTS, il est intéressant de savoir le nombre de fois qu'ils ont été affectés du bruit RTS. En effet, d'après l'analyse précédente, il n'y a que 5 pixels 2LRTS en moyenne par cube alors que 251 pixels différents ont été dénombrés comme ayant été affectés par du bruit RTS. Cela signifie que les pixels ne sont affectés que ponctuellement par du bruit RTS, il est donc important de savoir combien de fois un pixel peut être affecté par du bruit RTS. Pour cela, on compte le nombre de fois qu'un pixel est apparu comme étant 2LRTS. La méthode de comptage est illustrée en Figure 2.25. Le nombre d'apparitions désigne le nombre de cube où le pixel est affecté de bruit RTS.

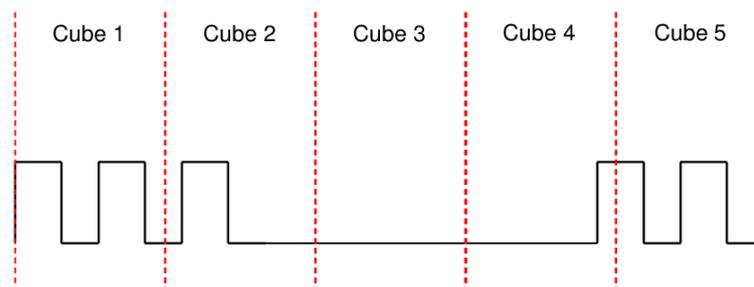


FIGURE 2.25 – Suivi temporel du niveau continu d'un pixel en ayant mis bout à bout les cubes. Les lignes rouges représentent les délimitations de temps des cubes. Ici cinq cubes sont représentés, le pixel n'est clignotant que sur 3 cubes (cubes 1, 2 et 5).

Cette analyse a été réalisée sur l'ensemble des pixels 2LRTS et les 592 cubes acquis. On trace alors l'histogramme associé en Figure 2.26. On peut observer que l'histogramme est décroissant avec une queue de distribution importante.

TABLE 2.4 – Classification des pixels 2LRTS en fonction de leur nombre d'apparitions

Proportion de pixels 2LRTS	Nombre d'apparitions	% (nombre cubes/592)
84/251 (33%)	1	0.2%
36/251 (14%)	2	0.4%
105/251 (43%)	3-20	0.5% - 3.4%
84/251 (10%)	>20	3.4% - 42%

Afin de pouvoir analyser l'histogramme, on a réparti en 4 catégories les pixels 2LRTS en fonction de leur nombre d'apparitions dans la Table 2.4. Ce que l'on peut observer c'est que 90% des pixels

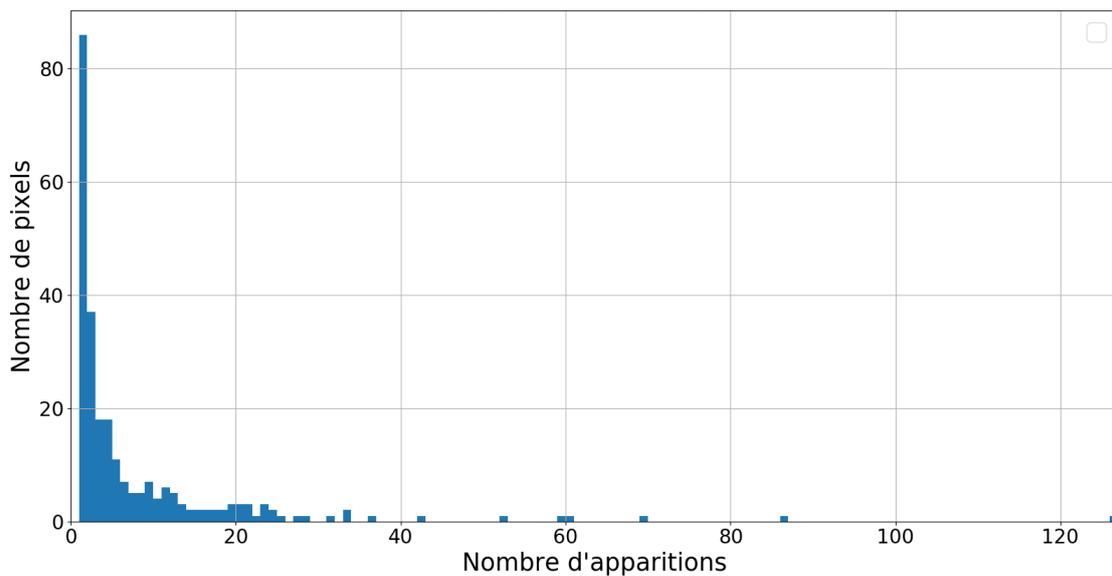


FIGURE 2.26 – Histogramme du nombre d'apparitions des pixels 2LRTS.

2LRTS apparaissent moins de 3.4% du temps de mesure, ce qui est très faible. C'est une bonne nouvelle pour la filière T2SL car cela signifie que les pixels 2LRTS seront peu gênants dans la mesure où les pixels ne sont affectés que très rarement par du bruit RTS. En revanche, la caractérisation de ces pixels 2LRTS est difficile. Que cela soit en termes de temps de mesure (13.7 heures en temps cumulé), et pour l'extraction de données comme le temps de vie, ce faible nombre rend difficile toute caractérisation du bruit RTS. En revanche, il reste 10% des pixels qui eux apparaissent "souvent" (ceux dans la queue de distribution de l'histogramme) et peuvent être gênants. On pourrait penser que comme ils apparaissent souvent, ils peuvent être plus facilement trouvés grâce à quelques mesures (donc quelques cubes) contrairement à ceux qui apparaissent peu souvent et qui nécessitent des centaines de cubes de mesure. Malheureusement, les pixels RTS ont aussi un comportement "on-off". Cela signifie qu'un pixel peut être affecté par du bruit RTS sur une courte période puis ne plus l'être pendant un certain temps, et enfin à nouveau être affecté du bruit RTS. Dans notre cas, la plupart des pixels qui apparaissent souvent ont été détectés vers la fin des mesures uniquement (aux alentours des cubes 400 par exemple pour un pixel). Donc, ces pixels même s'ils apparaissent souvent, ils ne sont pas facilement détectables non plus, puisqu'il faut faire un très grand nombre de mesures afin de pouvoir les trouver.

Ainsi, la majorité des pixels 2LRTS étudiés ont affectés très peu de fois par le bruit RTS comparé au temps d'observation/d'étude de ces pixels (moins de 3.4% du temps). Il apparaît donc que les pixels ne sont affectés que ponctuellement par du bruit RTS dans la matrice T2SL étudiée ce qui est encourageant pour la filière. Il nous reste désormais à observer les lieux d'apparition du bruit RTS dans la matrice.

2.3.4 Localisation des pixels 2LRTS dans la matrice

Désormais, on a une connaissance sur le nombre de pixels RTS et le nombre de fois que ces pixels sont affectés du bruit RTS. Maintenant, on cherche à connaître leur répartition dans le FPA. En effet, l'existence d'une concentration de pixels RTS dans un endroit de la matrice peut nous renseigner

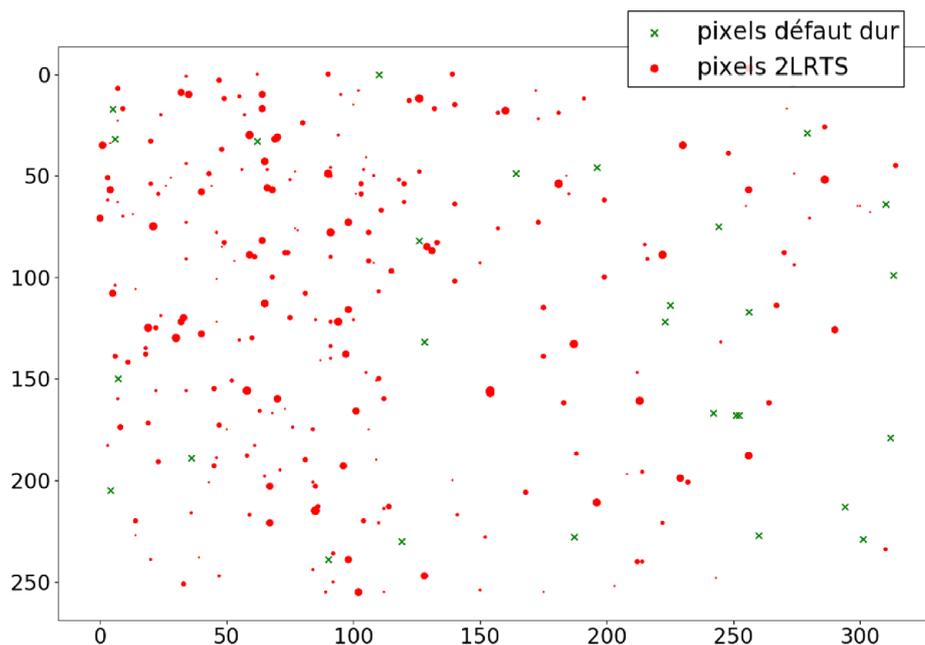


FIGURE 2.27 – Cartographie de la positions des 251 pixels 2LRTS dans la matrice. Plus un cercle est grand, plus plus le nombre d'apparitions dans les mesures du pixel comme affecté de bruit 2LRTS est important.

sur les processus à l'origine du bruit RTS. Pour cela, on regarde dans un premier temps la position des 251 pixels 2LRTS dans la matrice ainsi que des pixels défauts dur en Figure 2.27. De plus, on a indiqué le nombre de fois que les pixels ont été affectés de bruit 2LRTS : plus le point pour un pixel est gros, plus celui-ci a un grand nombre d'apparitions en tant que pixels 2LRTS. On observe tout d'abord qu'il n'y a pas de concentration de pixels 2LRTS dans un endroit de la matrice. De plus, les pixels 2LRTS ne se concentrent pas autour des pixels en défauts dur. Ces derniers ne privilégient donc pas d'apparition du bruit RTS sur des pixels qui leur sont adjacents. En revanche, on constate que le côté gauche de la matrice rassemble plus de pixels 2LRTS que le côté droit. Au niveau du nombre d'apparitions, là non plus, il n'y a pas de zone privilégiée dans la matrice ou de défauts durs qui augmentent le nombre d'apparitions des pixels comme étant 2LRTS.

On se propose de regarder également si le bruit RTS "bouge" dans la matrice. En effet, il y a une dizaine de pixels 2LRTS par mesure de BSFR, ce groupe de pixels change d'un BSFR à un autre. On pourrait penser que ce groupe de pixels 2LRTS se déplace dans la matrice. Cependant, la Figure 2.27 ne permet pas de l'observer correctement à cause du cumul. On se propose alors de calculer pour chaque BSFR, le barycentre du groupe de pixels affectés du bruit 2LRTS à cette mesure. On trace alors une flèche d'un barycentre à un autre, pour le suivi de la position du barycentre du groupe de pixels 2LRTS d'une mesure de BSFR à une autre. Le résultat est affiché en Figure 2.28.

Tout d'abord, on voit que le barycentre ne se déplace pas de façon importante dans la matrice, il reste sur le côté gauche de la matrice proche du centre. Donc, il n'y a pas de déplacement du bruit RTS dans la matrice. On confirme également que le côté gauche de la matrice a plus de pixels 2LRTS que le côté droit. Dans un second temps, on décide de regarder également la même évolution de la position des groupes de pixels RTS sans la classification manuelle présentée en paragraphe 2.3.1, donc

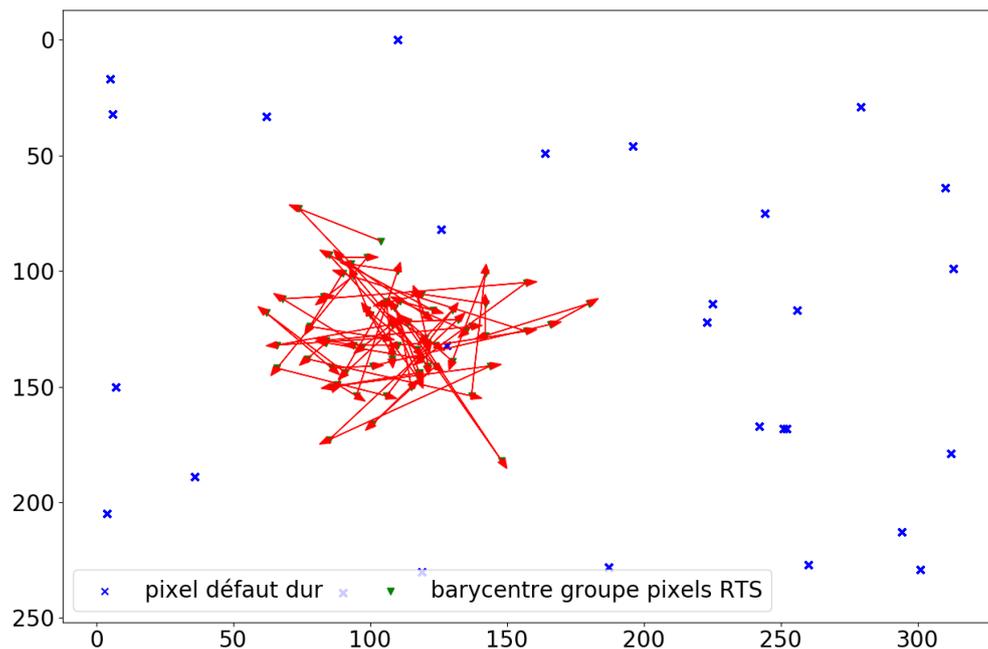


FIGURE 2.28 – Cartographie de l'évolution de la position du barycentre dans la matrice des groupes de pixels 2LRTS d'un BSFR à un autre. Il y a en moyenne une dizaine de pixels 2LRTS par mesure de BSFR. Les flèches rouges indiquent le sens de déplacement du barycentre d'une mesure de BSFR à une autre.

de tous les pixels RTS. Le résultat est assez similaire, la position du barycentre ne bouge pas trop d'un BSFR à un autre et les positions moyennes dans les deux cas sont très proches. La classification des pixels 2LRTS CD n'a donc pas introduit de biais sur la position moyenne des pixels RTS dans la matrice.

C'est pourquoi, on recalcule le cumul de pixels 2LRTS en séparant les côtés gauche et droit de la matrice lors du décompte des pixels. Le cumul des pixels 2LRTS montre qu'il y a 197 pixels 2LRTS sur le côté gauche et 54 à droite, soit 78% à gauche et 22% à droite. De plus, dans les deux cas il n'y a pas de saturation ou de plateau de stabilisation du nombre pixels 2LRTS cumulés. Ainsi, la majorité des pixels 2LRTS se situe bien sur la partie gauche de la matrice il s'agit d'un résultat intéressant dans la mesure où pour le moment il n'y a aucune raison qui permet d'expliquer une telle localisation des pixels RTS dans la matrice. Cette localisation privilégiée des pixels 2LRTS peut potentiellement impacter la qualité image spatiale du détecteur. Dans la suite, nous allons nous intéresser désormais à l'impact des pixels RTS sur la stabilité temporelle.

2.4 Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR

L'analyse des pixels RTS nous a permis de quantifier leur nombre et certaines de leurs caractéristiques. Il nous reste désormais à quantifier leur impact sur la stabilité temporelle du détecteur tant sur le protocole d'évaluation que sur la performance du détecteur.

2.4.1 Impact des pixels RTS sur le BSFR

La première étude porte sur l'objectif principal de l'expérience, c'est-à-dire, connaître l'impact des pixels RTS sur l'évaluation de la qualité image avec le BSFR. Donc les deux protocoles d'évaluation comparés sont : étalonnage 1 et calcul 1 et étalonnage 2 et calcul 2. Le premier protocole est celui classique, la TPC est calculée pendant la mesure 1 et le calcul 1 consiste en l'application de la TPC puis le calcul du BSFR. Le deuxième protocole effectue une étape supplémentaire de recherche et exclusion des pixels RTS avant le calcul du BSFR.

On rappelle que 74 mesures de BSFR ont été réalisées. On désignera une mesure de BSFR par "mesure n" avec n un entier. On regarde dans un premier temps (Figure 2.29), les mesures de BSFR à trois numéros différents : 0, 16 et 73, afin d'observer s'il y a une amélioration importante. Sur la Figure 2.29, aucune différence n'est constatée entre les deux protocoles d'évaluation. Cependant, il ne s'agit que de trois mesures.

Afin de pouvoir, observer l'ensemble des mesures, on trace l'évolution du BSFR/BT évalué à 50 % du Well Fill en fonction du numéro de BSFR en Figure 2.30. Tout d'abord on constate que pour toute la durée de la mesure, le rapport BSFR/BT reste inférieur à 1, 77 jours après l'étalonnage. Ensuite, il y a une augmentation soudaine du rapport d'environ 60% juste après la mesure 2. Cependant, le ratio se stabilise assez rapidement. De plus, le BSFR/BT n'est pas en constante augmentation, il chute de temps en temps, cela peut-être observé entre les mesures 20 et 21. On note que ces phénomènes de "relaxation" du BSFR/BT sont constatés en général quand le détecteur a été éteint pour une période longue (environ 15h) par rapport aux périodes courtes d'arrêt du détecteur entre deux mesures d'une durée de 1h30 (voir Figure 2.15). Enfin, la comparaison entre les deux courbes montre qu'il n'y a quasiment aucune différence. Il n'y a pas d'augmentation soudaine à cause de pixels RTS ou un écart constant entre les deux courbes sur l'ensemble de la mesure. Ainsi, les pixels RTS sur ce détecteur à 80K, ne sont pas responsables de la dégradation de la qualité image globale. Ici, l'effet est minime car il n'y a pas beaucoup de pixels RTS, d'après ce que l'on a vu au paragraphe 2.3.2. Cependant, il est connu qu'augmenter la température du détecteur augmente le nombre de pixels RTS, et une dégradation de la qualité image peut se produire. C'est pourquoi, utiliser le critère MAD est recommandé afin de s'assurer que la véritable qualité image est évaluée.

4. Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR

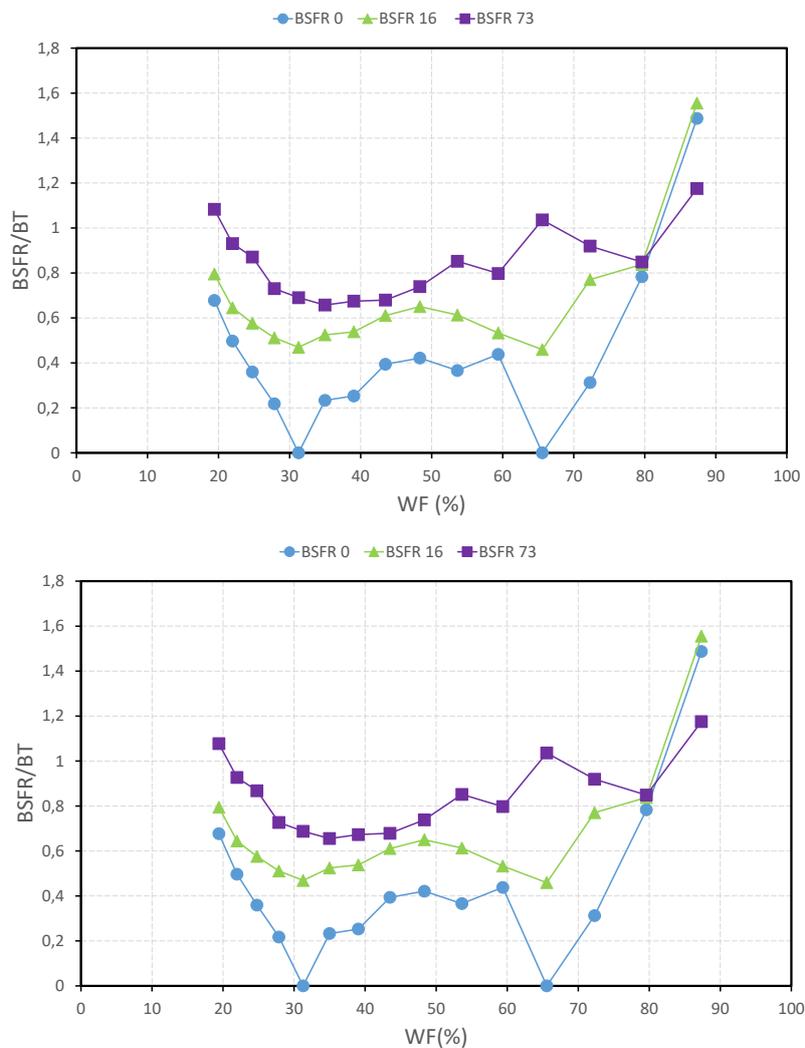


FIGURE 2.29 – Tracé du BSFR/BT en fonction du Well Fill. En haut, le BSFR/BT sans exclusion des pixels RTS, en bas le BSFR/BT avec exclusion des pixels RTS. Le BSFR/BT a été évalué sur trois mesures : 0, 16 et 73. La TPC a été calculée à la mesure 0, puis appliquée sur les mesures 16 et 73.

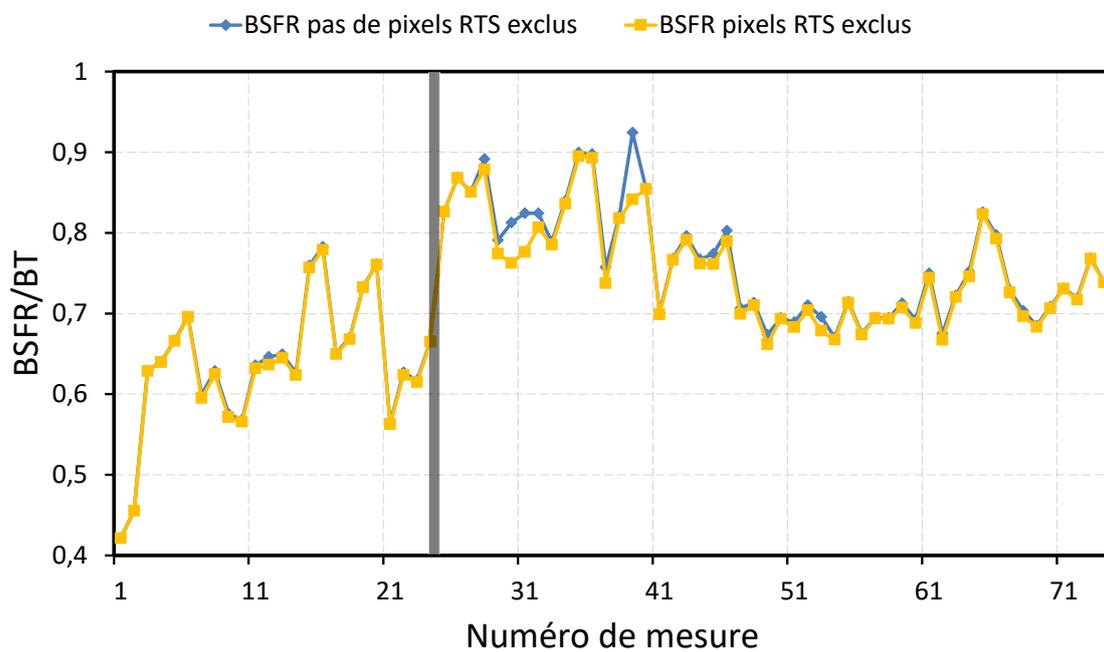


FIGURE 2.30 – Evolution temporelle du BSFR/BT évalué à 50 % du WF pour les protocoles étalonnage 1 et calcul 1, et étalonnage 2 et calcul 2. Le deuxième protocole effectue une étape supplémentaire de recherche et exclusion de pixels RTS. La barre grise représente une séparation temporelle de 45 jours entre les deux campagnes de mesure.

2.4.2 Application du BSFR MAD

Deux protocoles sont comparés ici : le protocole étalonnage 1 et calcul 1 qui est celui de référence, le protocole étalonnage 3 et calcul 3, qui est celui du calcul du MAD. Pour rappel, dans le protocole de référence le BSFR est calculé après exclusion des pixels défectueux et des pixels RTS. Tandis que dans le deuxième protocole étudié ici, le $BSFR_{MAD}$ est calculé après exclusion des pixels défectueux seulement. La Figure 2.31 rapporte leur évolution évaluée à 50 % du WF en fonction du numéro de mesure.

Le $BSFR_{MAD}/BT$ est inférieur au $BSFR/BT$, comme prévu, grâce à sa robustesse. Cependant, les deux quantités sont très proches et exclure plus de pixels pour atteindre la valeur du $BSFR_{MAD}$ pourrait être contre-productif, puisque de bons pixels pourraient également être éliminés, pour une amélioration modeste. En effet, on peut considérer le BSFR comme une fonction qui à 4 critères associe une valeur d'écart-type (voir Equation 2.23).

$$f : (NC, BT, R, NETD) \mapsto \sigma_{BSFR}^{MAD} \quad (2.23)$$

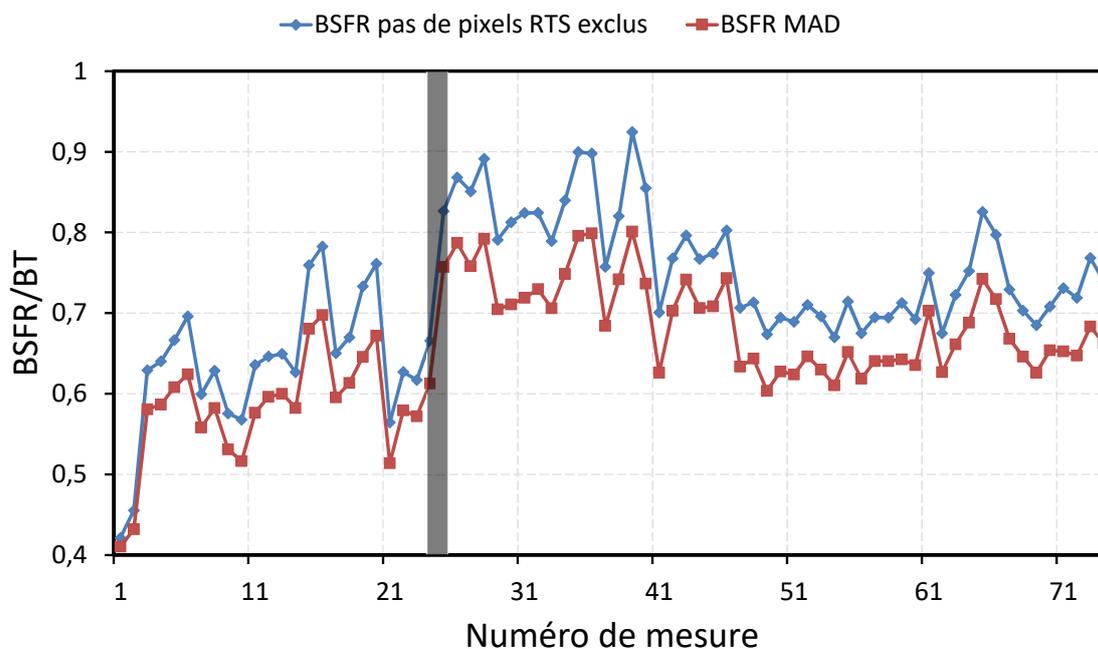


FIGURE 2.31 – Evolution temporelle du BSFR/BT évalué à 50 % du WF pour le BSFR et le $BSFR_{MAD}$. La barre grise représente une séparation temporelle de 45 jours entre les deux campagnes de mesure.

On montre expérimentalement qu'il y a absence de bijectivité entre le BSFR et les critères utilisés pour la recherche des pixels défectueux. Il existe plusieurs combinaisons des 4 critères (donc de listes de pixels défectueux) possibles pour obtenir la même valeur de BSFR. De plus, certains pixels défectueux n'affectent pas la valeur du BSFR, donc ajouter ou enlever ces pixels de la liste des pixels défectueux n'a aucun effet sur le calcul du BSFR. Ainsi, le $BSFR_{MAD}$ **ne doit pas être utilisé pour optimiser les valeurs des critères utilisés pour la recherche et l'exclusion des pixels défectueux**. Cependant, il reste une valeur de référence qui permet de connaître la valeur vraie du BSFR.

2.4.3 Efficacité de la reprise d'offset

La méthode de calcul du BSFR grâce au MAD étant désormais robuste et donc fiable, on cherche à savoir s'il est possible d'améliorer la stabilité temporelle du détecteur à l'aide de la technique de correction de reprise d'offset (Offset Update Correction). Pour cela, on compare le $BSFR_{MAD}$ calculé à l'aide du protocole étalonnage 3 et Calcul 3 et le $BSFR_{MAD}$ calculé à l'aide du protocole étalonnage 3 et Calcul 4. Les évolutions temporelles sont tracées en Figure 2.32.

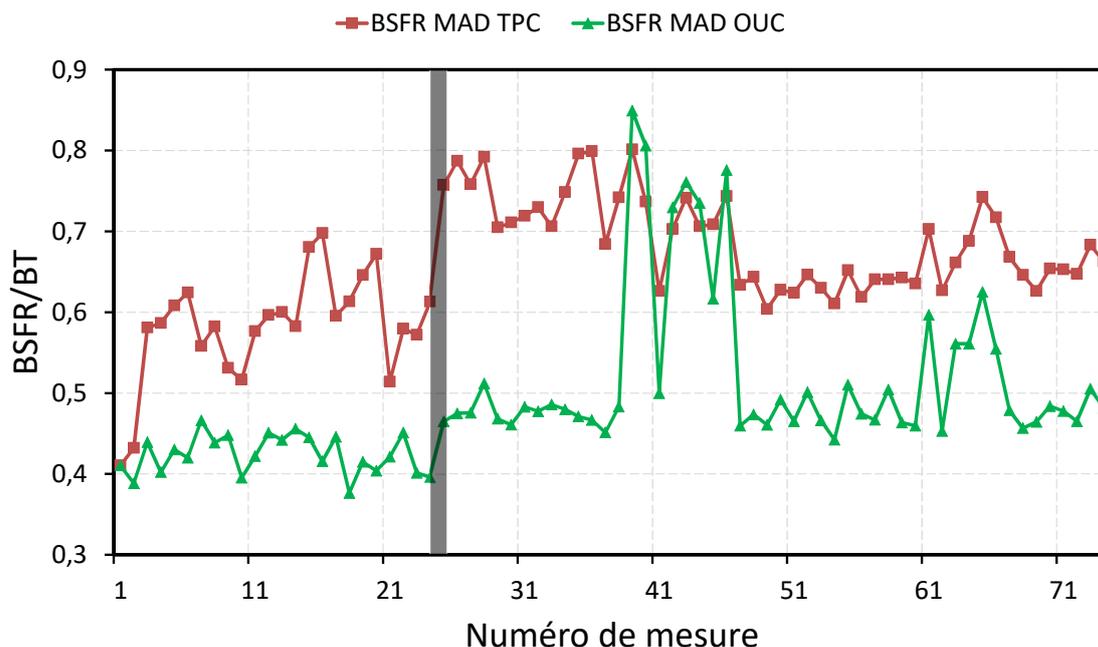


FIGURE 2.32 – Évolution temporelle du BSFR/BT évalué à 50 % du WF pour le $BSFR_{MAD}$ et le $BSFR_{MAD}$ avec correction OUC (Offset Update Correction).

La comparaison entre $BSFR_{MAD}$ avec la correction TPC et le $BSFR_{MAD}$ avec OUC montre une amélioration en faveur de la dernière. En effet, la baisse du BSFR est d'environ 33%, cela n'est pas négligeable. La mise à jour de l'offset permet également d'avoir un BSFR presque constant pendant toute la campagne de mesures. L'absence d'augmentation soudaine du BSFR à partir de la mesure 2 montre qu'il s'agissait au final d'un effet de variation d'offset qui est à l'origine de cette variation brusque dans les calculs sans OUC. On peut toutefois noter que les mesures 39 à 47 ont une augmentation soudaine par rapport aux autres mesures qui réapparaît également aux mesures 61 à 67.

Afin de comprendre quel phénomène a provoqué cette augmentation, le carré du bruit temporel moyen de la matrice est étudié en fonction de la différence de tension du signal (Figure 2.33). Il est constaté que le carré du bruit temporel moyen pour des températures comprises entre 40 °C et 55 °C est très important dans les mesures 38 à 47, par rapport à d'autres mesures. En effet, il ne suit pas l'évolution linéaire prévue par la théorie :

$$\langle \sigma_t^2 \rangle = \frac{q}{C_{int}} \Delta V_S + \sigma_{ROIC}^2 + \sigma_{CM}^2 \quad (2.24)$$

4. Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR

avec C_{int} capacité d'intégration moyenne du détecteur, ΔV_S la différence de tension entre le signal délivré et l'offset électrique, σ_{ROIC} le bruit temporel du circuit de lecture, σ_{CM} bruit de la chaîne de mesure (cf equation 2.6). D'après cette équation, le carré du bruit temporel est linéaire en fonction de la différence de signal en volts.

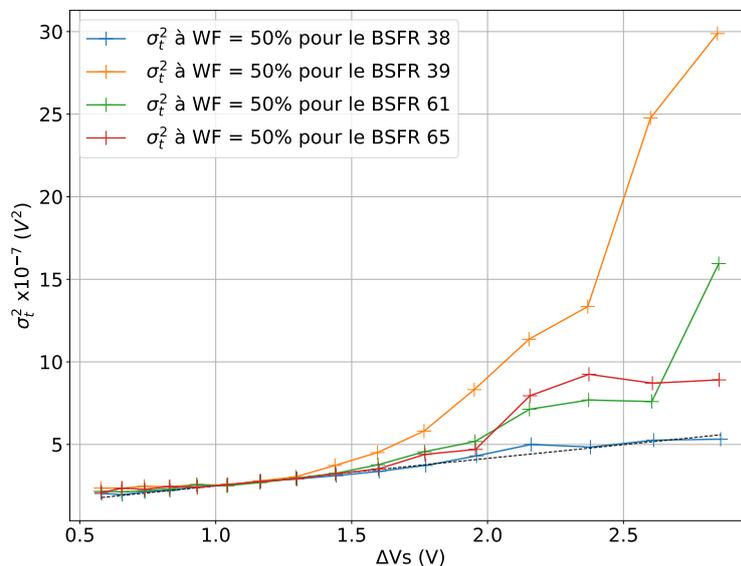


FIGURE 2.33 – Evolution du carré du bruit temporel moyen avec la différence de tension du signal du détecteur pour différentes mesures du BSFR. On peut observer un comportement linéaire pour la mesure 38 tandis que les mesures 39, 61 et 65 ont une augmentation importante du bruit temporel pour les hautes valeurs de tension et donc de température du corps noir.

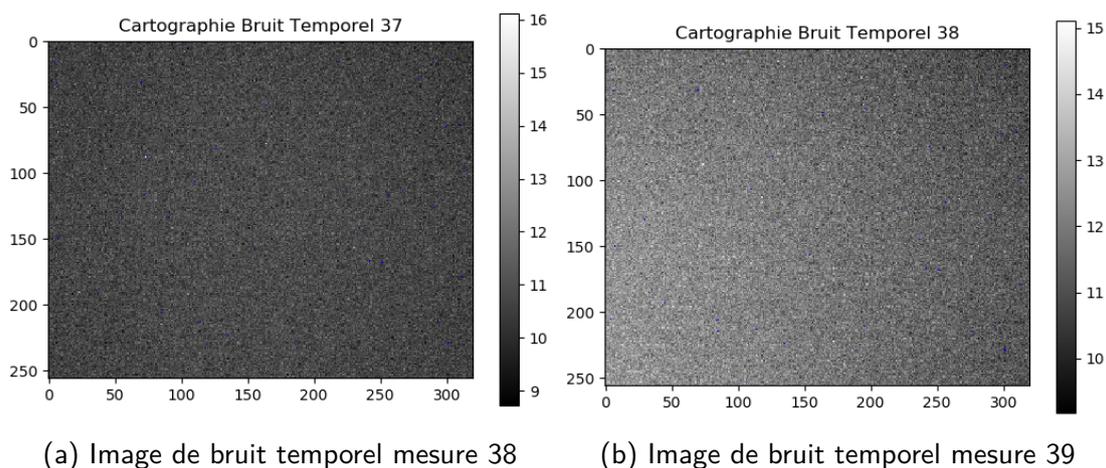


FIGURE 2.34 – Sur l'image d'avant l'événement à la mesure 38, il n'y a pas de motif, alors que sur l'image à la mesure 39, on observe un "dégradé" allant de gauche à droite qui ne correspond pas au comportement d'un corps noir (image uniforme).

De plus, l'observation de l'image du bruit temporel montre qu'elle est inhomogène (Figure 2.34). On peut conclure que de la convection s'est produite entre le détecteur et le corps noir pour ces mesures,

introduisant ainsi des erreurs dans les données des mesures 38 à 47. C'est pourquoi cette partie ne doit pas être prise en compte pour l'interprétation de la stabilité temporelle.

Ainsi, le calcul du $BSFR_{MAD}$ avec OUC ou protocole étalonnage 3 + Calcul 4, permet d'obtenir un BSFR très stable, quasiment constant sur toute la durée de la mesure soit 77 jours, ce qui est remarquable. Cependant, il reste des paramètres du protocole qui n'ont pas été encore explorés et qui peuvent potentiellement changer les résultats. Il s'agit du choix des images et du nombre d'images dans les calculs.

2.4.4 Variation du nombre d'images utilisées

Il y a deux points essentiels sur les images utilisées pour le calcul de la disparité spatiale résiduelle qui n'ont pas été abordés dans l'étude plus haut.

Premièrement, il s'agit du choix des images utilisées. On a évoqué le problème de la fenêtre temporelle dans la partie 2.1.5. En effet, sur un cube de 5000 images, on a décidé d'exploiter seulement les 256 premières images, qui étaient suffisantes pour le calcul du bruit temporel et l'obtention d'une image moyenne. Or, la recherche des pixels RTS se fait sur un cube de 5000 images. Donc un pixel peut clignoter après les 256 premières images, et lors de l'évaluation de son impact sur le BSFR, le résultat sera faussé puisque justement, sur les 256 premières images, le pixel n'a pas clignoté. Il s'agit donc d'un point qu'il faut retenir. L'évaluation de l'impact d'un pixel RTS sur le BSFR ne peut se faire qu'en exploitant le même nombre d'images pour la détection des pixels RTS et pour le calcul du BSFR. Afin de pouvoir statuer sur l'impact des pixels RTS sur le BSFR, on décide donc de regarder les courbes de BSFR vues aux paragraphes 2.4.1 et 2.4.2 dans plusieurs endroits du cube de 5000 images. Le traitement est le suivant :

- On calcule une image moyenne sur 256 images consécutives dans le cube de 5000 images. Auparavant, on prenait les 256 premières images pour calculer le cube de 17 images avec `ave_images` (définies au paragraphe 2.2.2.1). Désormais, on prend 256 images en n'importe quel endroit du cube de 5000 images. L'image moyenne sera appelée avec le numéro de la première image correspondante dans le cube. Par exemple `ave_image_1280`, correspond à l'image moyennée sur 256 images à partir de l'image 1280 du cube de 5000 images.
- On effectue les différents calculs de BSFR à 50% du WF ($BSFR$, $BSFR_{MAD}$, $BSFR_{MAD}$ avec OUC) avec les nouvelles images moyennes.

Ce traitement est effectué sur les 74 mesures de BSFR afin d'observer l'évolution temporelle du BSFR, en différents endroits du cube. Les calculs sont effectués pour la comparaison du BSFR RTS non exclus et du BSFR RTS exclus dont les résultats obtenus sont en Figure 2.35. Chaque type de calcul du BSFR est effectué en 4 endroits du cubes : à partir des images 0, 1280, 2560 et 3840 selon le traitement détaillé plus haut. On a donc au total 8 courbes. Dans un souci de lisibilité, un type de calcul de BSFR correspond à une couleur (par exemple rouge pour le BSFR où les pixels RTS sont exclus). On compare alors les deux ensembles de courbes, et on voit qu'il y a peu de différences entre les deux types de calcul. Ainsi, on confirme bien que les pixels RTS ont un impact limité sur le calcul du BSFR pour le détecteur étudié.

De la même façon, on regarde à nouveau les évolutions temporelles du $BSFR_{MAD}$ comparé au BSFR où les pixels RTS ne sont pas exclus et du $BSFR_{MAD}$ comparé au $BSFR_{MAD}$ avec OUC en Figure 2.36 et Figure 2.37. On observe qu'il n'y a pas de changement important comparé au calcul à partir de l'image 0 en paragraphe 2.4.2. On confirme donc la robustesse du MAD et l'efficacité de la

4. Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR

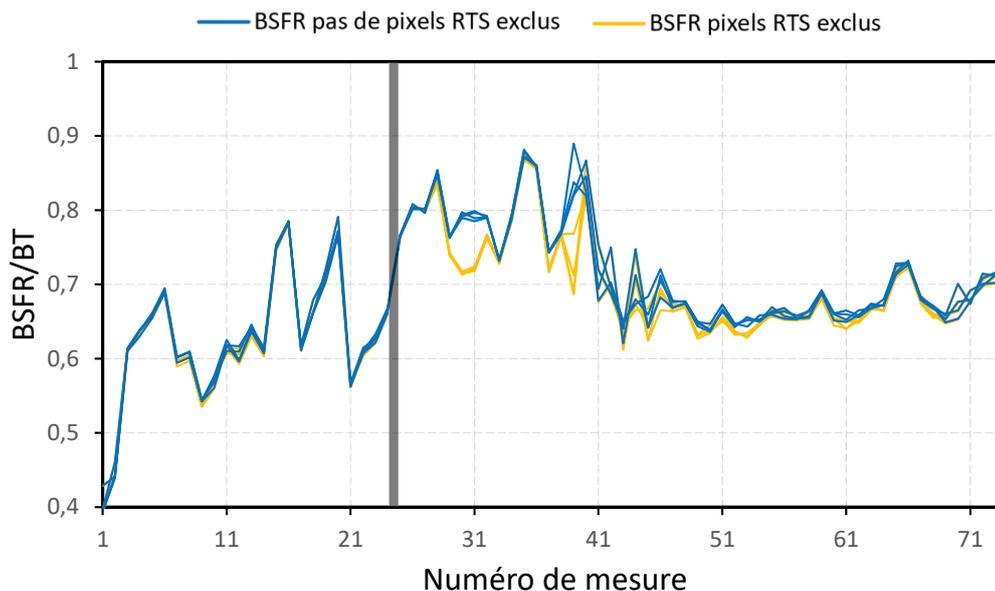


FIGURE 2.35 – Tracé de l'évolution temporelle du BSFR/BT RTS exclus (en jaune) et RTS non exclus (en bleu) à 50% du WF. Pour chaque type de calcul, 4 images moyennes différentes ont été prises dans le cube. `ave_image_0`, `ave_image_1280`, `ave_image_2560`, et `ave_image_3840`. La barre grise représente une séparation temporelle de 45 jours entre les deux campagnes de mesure.

correction OUC.

Deuxièmement, il s'agit de l'utilisation des images moyennes pour le calcul du BSFR. On rappelle que lors du calcul de la disparité spatiale résiduelle, BSFR ou $BSFR_{MAD}$, celui-ci se fait sur des images moyennées. Le cube d'images "ave_image" contient 17 images moyennées, chaque image moyenne étant moyennée sur 256 images. Or, ce qui intéresse l'utilisateur d'un détecteur, c'est de connaître la disparité spatiale résiduelle pour une image, car en général, la caméra sera exploitée avec des images en temps réel sans moyennage. Ainsi, il vient que calculer la disparité spatiale résiduelle sur une image moyennée, n'est pas représentatif de la réalité. On étudie l'évolution temporelle du $BSFR_{MAD}$ et le $BSFR_{MAD}$ avec OUC sur une image seulement, la première image du cube de 5000 images acquis à 50 % du WF, le résultat est en Figure 2.38.

Tout d'abord, on observe que le BSFR reste très stable dans les deux cas. Il est vrai que le BSFR a augmenté dans les deux cas, il a quasiment doublé comparé aux valeurs trouvées dans le cas d'images moyennées (Figure 2.32). Cependant les valeurs atteintes restent faibles, dans les deux cas le BSFR est presque égal au bruit temporel BT. Pendant toute la durée de la mesure le BSFR/BT à 50% du WF reste à la limite du critère que l'on a défini, à savoir $BSFR/BT < 1$. On confirme donc la grande stabilité du détecteur. Cependant, on observe également que l'amélioration procurée par la OUC est modeste, la baisse du BSFR/BT est d'environ 10%, comparé au cas d'images moyennes où l'amélioration est d'environ 33%. Ainsi, il apparaît que dans le cas du détecteur étudié, la méthode avec reprise d'offset n'est pas si intéressante dans le cas d'images non moyennées. Au final, il vient concrètement deux paramètres qu'il faut modifier pour mieux appréhender la disparité spatiale résiduelle : le nombre d'images utilisées dans les images moyennes et le choix des images prises dans le cube d'image exploité.

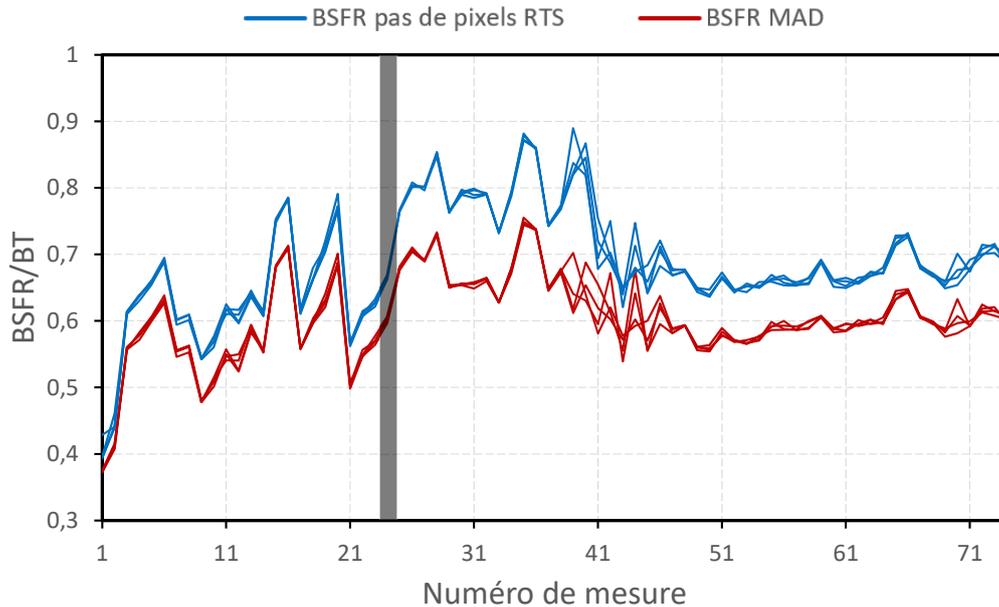


FIGURE 2.36 – Tracé de l'évolution temporelle du BSFR/BT pas de pixels RTS exclus (en bleu) et $BSFR_{MAD}/BT$ (en rouge) à 50% du WF. Pour chaque type de calcul, 4 images moyennes différentes ont été prises dans le cube. `ave_image_0`, `ave_image_1280`, `ave_image_2560`, et `ave_image_3840`. La barre grise représente une séparation temporelle de 45 jours entre les deux campagnes de mesure.

Maintenant, on pourrait regarder l'évolution du BSFR/BT à 50% du WF le long d'un cube de 5000 images, afin de pouvoir observer l'impact des pixels RTS. Cependant, les temps de calculs sont très longs (plus d'une dizaine d'heure pour un seul cube), et cela n'est pas nécessaire. On rappelle, que la recherche et l'exclusion des pixels RTS, dans cette étude, est motivée par l'impact potentiel des pixels RTS sur la qualité image et leur capacité à fausser la mesure de BSFR. On montre que la qualité image globale ne sera pas détériorée par quelques pixels RTS seulement dans notre cas et le $BSFR_{MAD}$ permet une évaluation robuste de la qualité image.

Ainsi, les résultats obtenus jusque là permettent de conclure que la qualité image du détecteur est excellente que cela soit en termes de stabilité qu'en valeur du BSFR qui reste plus ou moins égal au bruit temporel du détecteur. Il faut néanmoins nuancer le propos car cette qualité image a été définie directement via le BSFR ici. Ce dernier est un outil efficace, mais qui ne prend pas en compte les contraintes des applications pour ce type de détecteur. En effet, il existe des applications où ces pixels clignotants aussi peu nombreux soient-ils, peuvent être très gênants (par exemple en astronomie avec des applications à très faible flux) alors qu'ils ne détériorent pas le BSFR. Ce dernier est alors un outil intermédiaire permettant d'évaluer le bon fonctionnement des pixels vis-à-vis de certains critères à adapter en fonction des applications visées. D'autres outils directement liés aux besoins recherchés seraient alors utilisés pour qualifier le bon fonctionnement de la matrice.

4. Analyse de la stabilité temporelle du détecteur via le BSFR

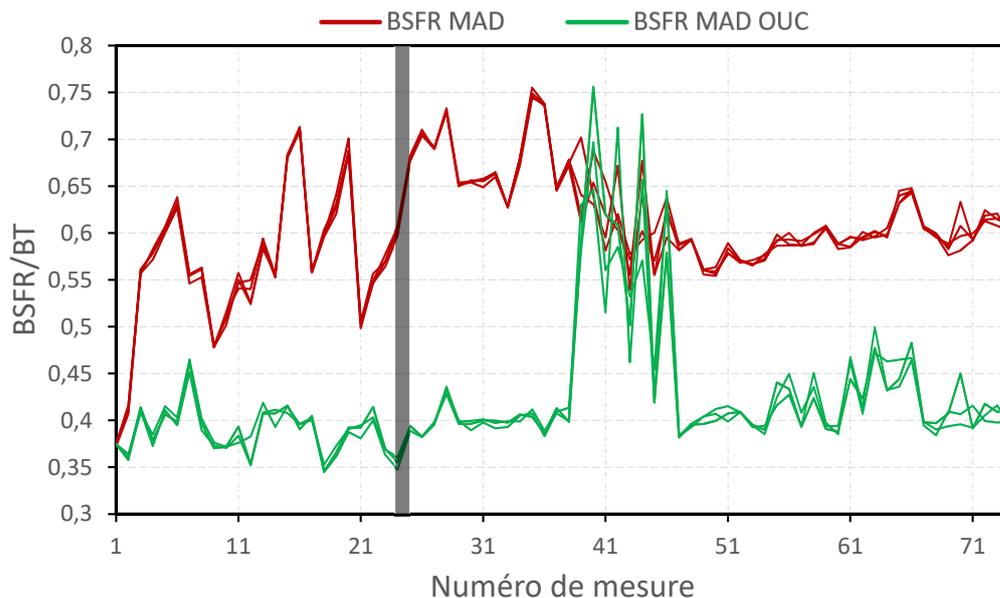


FIGURE 2.37 – Tracé de l'évolution temporelle du $BSFR_{MAD}/BT$ (en vert) et $BSFR_{MAD}/BT$ avec OUC (en vert) à 50% du WF. Pour chaque type de calcul, 4 images moyennes différentes ont été prises dans le cube. `ave_image_0`, `ave_image_1280`, `ave_image_2560`, et `ave_image_3840`. La barre grise représente une séparation temporelle de 45 jours entre les deux campagnes de mesure.

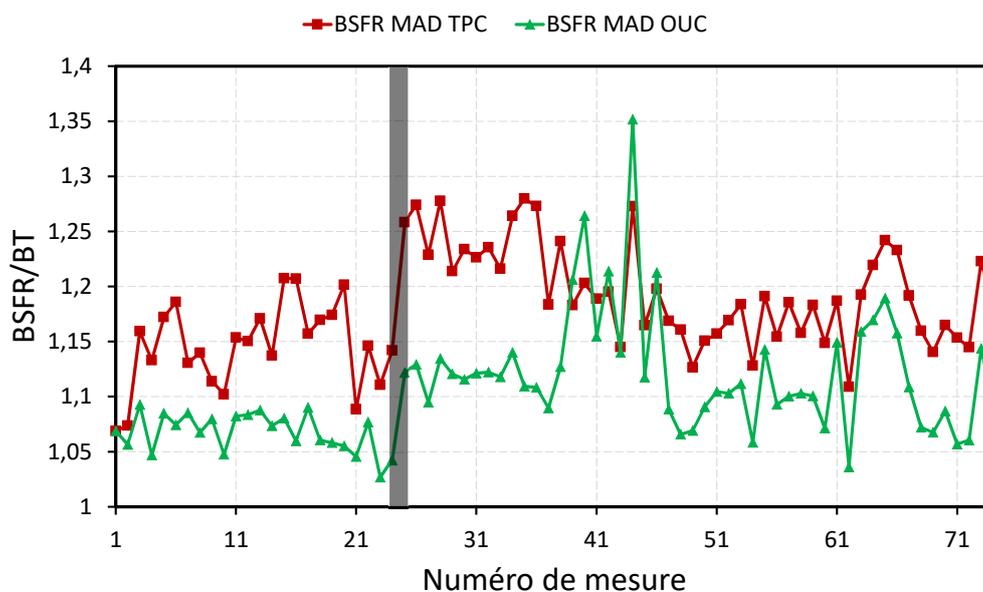


FIGURE 2.38 – Tracé de l'évolution temporelle du $BSFR_{MAD}/BT$ (en rouge) et $BSFR_{MAD}/BT$ avec OUC (en vert) à 50% du WF calculés sur une seule image.

2.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la stabilité temporelle d'un détecteur MWIR T2SL IRnova (320x256) en cryostat opérationnel a été étudiée. Une définition de la stabilité temporelle a été alors proposée comme étant la durée pour laquelle l'étalonnage calculé reste valide lorsque le critère de $BSFR/BT < 1$ est respecté. Rapidement, les limites du BSFR ont été exposées, avec notamment l'importance des pixels que l'on exclut de l'exploitation des images. Cette exclusion repose sur quatre critères utilisés par l'algorithme Dpouyator. Cependant, cela n'est pas suffisant, dans la mesure où un type de pixel défectueux peut échapper à cet algorithme : les pixels affectés du bruit Random Telegraph Signal (RTS). Un outil a été alors proposé pour avoir une évaluation correcte de la disparité spatiale résiduelle : il s'agit du Median Absolute Deviation (MAD). Cet outil a permis une évaluation robuste de la qualité image détecteur et donc d'obtenir un BSFR robuste : le $BSFR_{MAD}$. Cet outil a alors permis de quantifier l'impact des pixels RTS sur la qualité image.

Pour cela, deux campagnes de mesures ont été réalisées en 2019. A l'issue de ces campagnes, une analyse statistique des pixels RTS a été menée afin de comprendre les effets du bruit RTS sur les pixels dans une matrice. Cependant, le bruit RTS est un phénomène provoqué potentiellement par plusieurs mécanismes physiques différents au sein du matériau et mener une seule analyse statistique sur l'ensemble des mécanismes ne semblait pas cohérent. C'est pourquoi, il a été décidé de se concentrer sur un seul type de bruit RTS, qui sont les RTS à 2 niveaux (2-level RTS ou 2LRTS) provenant du circuit de détection, donc du matériau T2SL. L'étude sur le nombre de pixels 2LRTS a permis de montrer qu'il y en a peu dans le détecteur étudié, qu'ils n'apparaissent, pour la majorité d'entre eux, que 3.4% du temps. Ce faible nombre de pixels 2LRTS ainsi que le faible nombre d'apparition est une bonne nouvelle pour la filière T2SL.

Enfin, l'impact des pixels RTS sur le BSFR a été observé à l'aide des différents protocoles de traitement développés. Tout d'abord le rapport du $BSFR/BT$ reste inférieur à 1 durant toute la durée de l'expérience (77 jours), ce qui constitue une très bonne nouvelle pour la filière. Il est montré que l'impact des pixels RTS sur le BSFR est limité, sans surprise, au vu du faible nombre de pixels RTS trouvés. L'étude de la Offset Update Correction (OUC) a montré une amélioration notable en stabilité du $BSFR_{MAD}$ qui est quasiment constant. En revanche, les deux derniers paramètres non pris en compte qui sont le nombre d'images et la position des images utilisées dans le cube ont exposé une limite du protocole d'évaluation. Le calcul de l'impact des pixels RTS à différents endroits dans le cube montre encore une fois un impact limité dans notre cas. L'évaluation du $BSFR_{MAD}$ sur une image et non plus sur une image moyennée montre que le $BSFR_{MAD}$ reste du même ordre de grandeur que le BT et ce pendant toute la durée de l'observation, ce qui constitue un excellent résultat pour le détecteur. Ce dernier cas est très important dans la mesure où il représente la réalité où l'utilisateur de caméras exploite en général chacune des images et non pas des images moyennées.

Ce chapitre nous a permis d'évaluer de façon plus profonde la qualité image et d'en obtenir une compréhension plus fine qu'auparavant. Le BSFR est une fonction de mérite qui possède plusieurs paramètres en plus du choix des pixels défectueux, comme la correction utilisée et le choix des images utilisées pour son calcul. L'étude des pixels RTS et de leurs caractéristiques dans la matrice super-réseaux étudiée ici, a montré qu'ils n'apparaissent que très peu et en faible nombre. Ensuite, l'évaluation de l'impact des pixels RTS sur le BSFR montre alors un impact limité sur la qualité image. Cette performance constitue une bonne nouvelle pour la filière super-réseaux, dont la prochaine étape est l'augmentation de la température détecteur dans le MWIR. Cette augmentation de température risque d'augmenter le nombre de pixels RTS, c'est pourquoi il était important de savoir si le nombre de pixels clignotants était déjà important ou non à 80K.

Mises en œuvre expérimentales pour l'étude des performances électro-optiques

Sommaire

3.1	Structures des échantillons	107
3.1.1	Échantillons composants	107
3.1.2	Échantillons matériau	112
3.2	La mesure du rendement quantique	113
3.2.1	Mesure de la réponse spectrale	113
3.2.2	Mesure du courant photonique	115
3.2.3	Extraction du rendement quantique	115
3.3	Développement du banc de mesure de rendement quantique	117
3.3.1	Définition des besoins	117
3.3.2	Configuration retenue du cryostat	117
3.3.3	Corps noir utilisés et méthode de mesure	118
3.3.4	Dimensionnement de l'écran froid	121
3.3.5	Qualification du banc	123
3.3.5.1	Descente en froid	124
3.3.5.2	Vérification de l'ouverture	124
3.4	Mesure des performances électro-optiques d'une barrière shallow-etch : Application dans le LWIR	126
3.4.1	Présentation de l'échantillon	126
3.4.2	Mesures de courant d'obscurité	127
3.4.2.1	Vérification du régime de courant d'obscurité	127
3.4.2.2	Mesure de la contribution latérale	129
3.4.3	Mesures du rendement quantique	132
3.4.4	Examen de la mesure optique	134
3.4.4.1	Étude du courant photonique	134
3.4.4.2	Influence de la longueur d'onde de mesure	135
3.4.5	Synthèse	138
3.5	La mesure d'absorption	139

3.5.1	Principe de la mesure	139
3.5.2	Présentation du banc	139
3.6	Conclusion du chapitre	142

Dans ce chapitre, j'aborde la mise en œuvre expérimentale de la caractérisation des designs des barrières étudiées. Dans un premier temps, je présente le processus de fabrication simplifié de l'IES afin que le lecteur comprenne la géométrie des structures dites "composant" et de celles dites "matériau". Puis j'explique le principe de la mesure de rendement quantique développé à l'ONERA. Je présente alors le banc de caractérisation électro-optique que j'ai développé et la qualification de son bon fonctionnement. Les barrières shallow-etch étant des structures particulières, la méthodologie de mesures expérimentales de leurs performances est également étudiée sur un composant LWIR. Enfin, je présente un banc de mesure d'absorption que j'ai utilisé pour caractériser l'absorption de la zone d'absorption des barrières étudiées, qui me servira pour des calculs de rendements quantique.

3.1 Structures des échantillons

3.1.1 Échantillons composants

Ici, nous décrivons simplement les différents processus de fabrication des détecteurs, dans le cadre des super-réseaux. La technique de croissance utilisée ici est l'épithaxie par jets moléculaires (EJM), les super-réseaux se prêtant bien à cette technique de fabrication. Il existe deux types de configuration : les monoéléments et le format matriciel (appelé aussi plan focal). Les monoéléments sont fabriqués par l'IES Montpellier qui est responsable de la croissance des couches. Le format matriciel lui serait pris en charge par un autre groupe, cela dépend de la collaboration. Tout d'abord nous détaillons les étapes de fabrication du détecteur en configuration monoéléments. Une synthèse des différentes étapes est illustrée en Figure 3.1.

- **Croissance des couches** : La croissance se fait elle-même en plusieurs étapes. Tout d'abord il faut utiliser un **substrat** qui va nous servir de base pour pouvoir croître des couches de grande qualité cristalline. Ensuite, il faut déposer une couche dite **buffer** afin d'avoir une bonne qualité de surface (avant l'épithaxie des couches du composant). Une couche dite **couche d'arrêt** (etch-stop layer en anglais) est déposée, en général de même matériau ou indice optique que le design SR, elle servira lors du retrait du substrat pour la configuration matricielle uniquement. Puis la croissance des couches du composant **design SR** est effectuée. Enfin, une couche dite de **cap** est déposée afin de permettre la prise de contact ohmique aussi bien dans le cas de la fabrication de monoéléments que pour une matrice.
- La **première métallisation** en face avant est effectuée. C'est ce qui va permettre de pouvoir relier électriquement la diode au montage expérimental.
- La **gravure** est effectuée afin de délimiter les pixels.
- La **passivation/protection** des pixels. Elle permet de compléter les liaisons pendantes obtenues lors de la gravure et de protéger les flancs du composant de l'oxydation.
- La **deuxième métallisation** pour la masse du composant, est effectuée en face avant ou face arrière.
- Enfin l'échantillon est collé sur une céramique dite Leadless Chip Carrier (LCC) avec une laque d'argent pour être intégré dans un montage expérimental.

Tandis que la fabrication d'une matrice, illustrée en Figure 3.2, suit les étapes suivantes après l'étape de passivation/protection :

- Les pixels étant délimités et passivés, le circuit de lecture est amené pour hybridation avec le circuit de détection à l'aide de billes d'indium au niveau des contacts métalliques pour former la matrice de pixels ou plan focal. De l'époxy est utilisé pour remplir l'espace entre les pixels afin de les protéger de tout dommage physique.
- Enfin, il ne reste plus qu'à enlever le substrat qui est absorbant et donc pénalisant, puisque l'éclairage a lieu côté circuit de détection. De plus, la différence de coefficient de dilatation thermique entre le substrat et le circuit de lecture qui sont plutôt épais (comparé aux couches épithaxiées) peut créer des dislocations après mise en froid. Le retrait du substrat se fait jusqu'à la couche d'arrêt justement. Cette couche a été introduite car en son absence, si le retrait touche à la zone absorbante, les performances risquent de se dégrader. Cependant, la présence d'une couche d'épaisseur trop fine de couche d'arrêt (ou de substrat) peut créer un effet Fabry-Perot si son indice de réfraction est suffisamment différent de celui du design SR.

1. Structures des échantillons

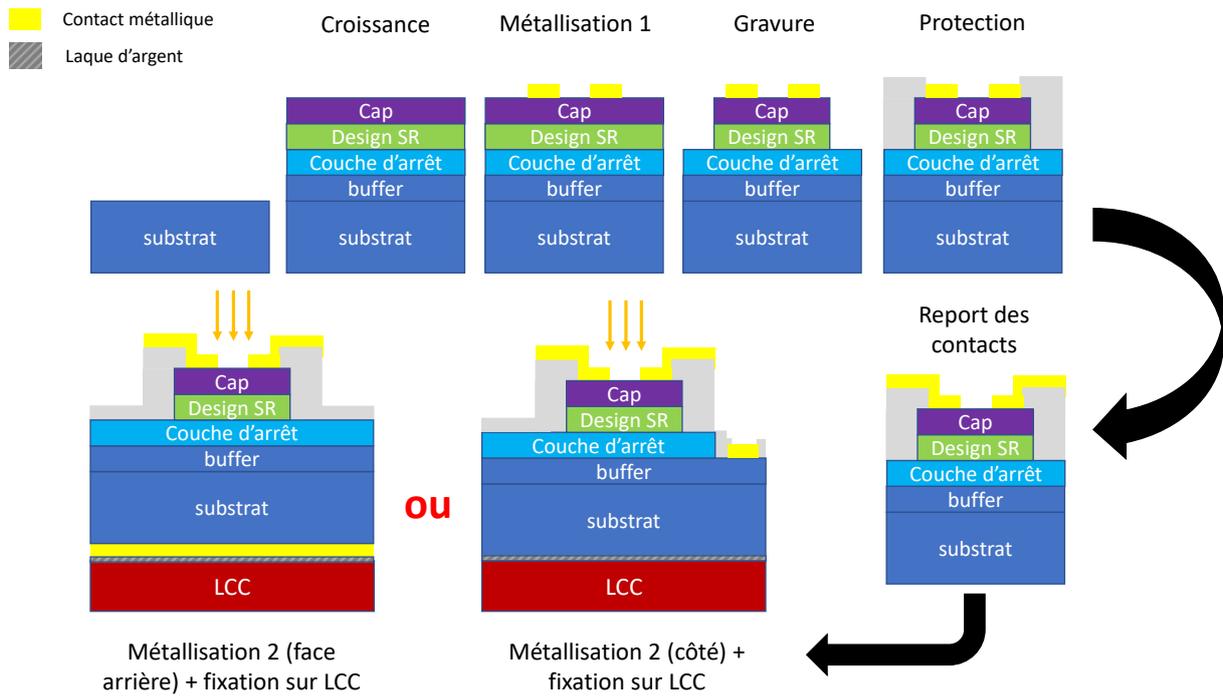


FIGURE 3.1 – Étapes de fabrication des monoéléments à l'IES Montpellier.

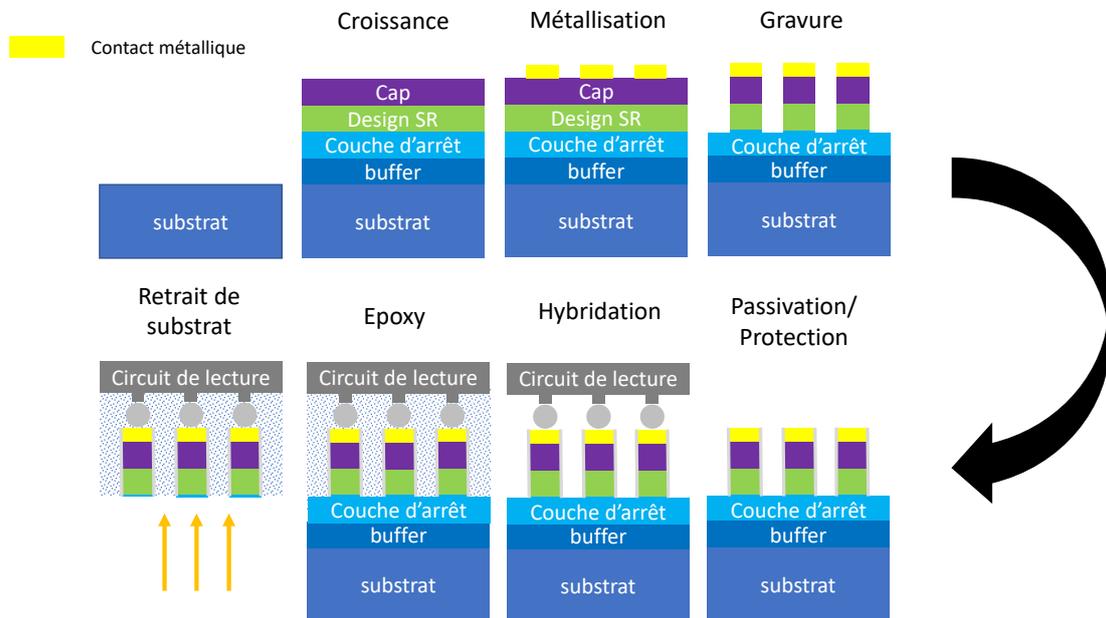


FIGURE 3.2 – Processus général de fabrication d'un plan focal en configuration mesa.

Comme nous pouvons le constater, selon la configuration utilisée, la caractérisation optique n'aura pas les mêmes problématiques. Dans le cas des monoéléments que j'étudie, l'éclairage se fait du côté cap, c'est pourquoi elle est aussi appelée configuration "éclairage par la face avant". Les photons non absorbés par la zone absorbante du composant seront alors absorbés par le substrat (de plusieurs centaines de microns d'épaisseur). Il n'y a alors qu'un seul passage des photons. Tandis que dans le cas du format matriciel, l'éclairage se fait du côté substrat (qui a été enlevé), configuration aussi appelée "éclairage par la face arrière". Les photons non absorbés par la zone absorbante du composant, sont réfléchis au niveau des métallisations (contacts métalliques) et passent une seconde fois dans le design SR pour être absorbés, il y a un double passage des photons. C'est pourquoi lors de caractérisations de rendement quantique, il est important d'indiquer quelle configuration est utilisée.

Dans mon cas, les mesures de rendement quantique et de courant d'obscurité sont faites sur des monoéléments. Ces derniers sont gravés pour différentes tailles de diodes circulaires et deux configurations : les diodes aveugles et les diodes non aveugles qui sont présentées en Figure 3.4. La Figure 3.3 montre une photo d'un échantillon gravé. Sur le pourtour des diodes il existe une surface métallique (carré métallique) qui est le report du contact métallique déposé sur la diode (cercle doré) afin de faciliter leur câblage. Les différentes diodes sont détaillées dans la Figure 3.4. Les diodes non aveugles (sur la colonne de gauche dans la Figure 3.4) sont celles que je caractérise : elles possèdent un diamètre électrique et un diamètre optique. Le diamètre optique est le diamètre de la surface exposée au flux et donc la taille de la diode que j'utilise lors des mesures et calculs de rendements quantique. Le diamètre électrique est la taille de la gravure de la diode : c'est la taille de diode que j'utilise pour les mesures de densité de courant d'obscurité. Les diodes aveugles (sur la colonne de droite dans la Figure 3.4) sont exclusivement utilisées pour la mesure de courant d'obscurité, elles sont surtout utilisées à l'IES. Les différentes tailles de diodes et leurs appellations pour les diodes non aveugles y sont également indiquées. Les surfaces et périmètres (électriques et optiques) sont indiquées dans la Table 3.1.

TABLE 3.1 – Surfaces et Périmètres optique des diodes étudiées.

Diode	Périmètre (optique/électrique) (μm)	Surface (optique/électrique) (μm^2)
P1	503/660	20106/34636
P2	251/408	5027/13273
P3	126/283	1257/6362
P4	63/189	314/2827

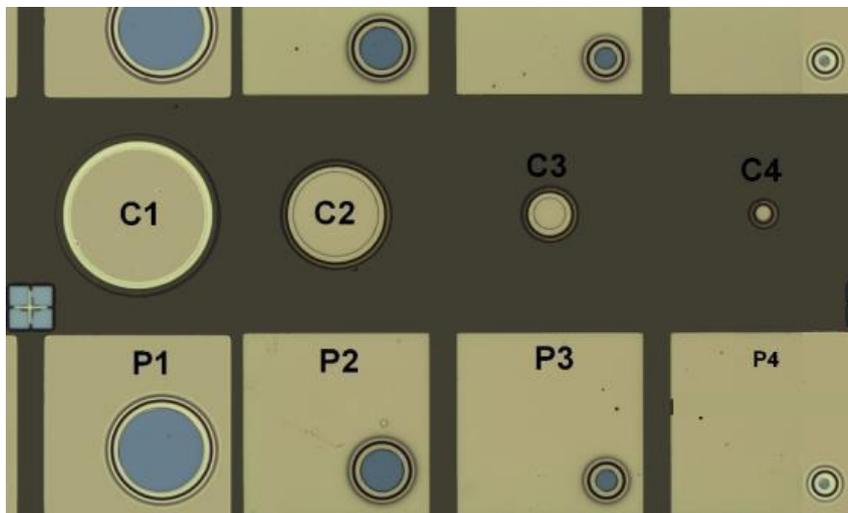


FIGURE 3.3 – Photo de la surface d'un échantillon SR InAs/GaSb LWIR étudié. Nous pouvons y voir les définitions des différents monoéléments de tailles différentes ainsi que les métallisations. Les diodes Cx sont des diodes aveugles tandis que les diodes Px sont des diodes non aveugles.

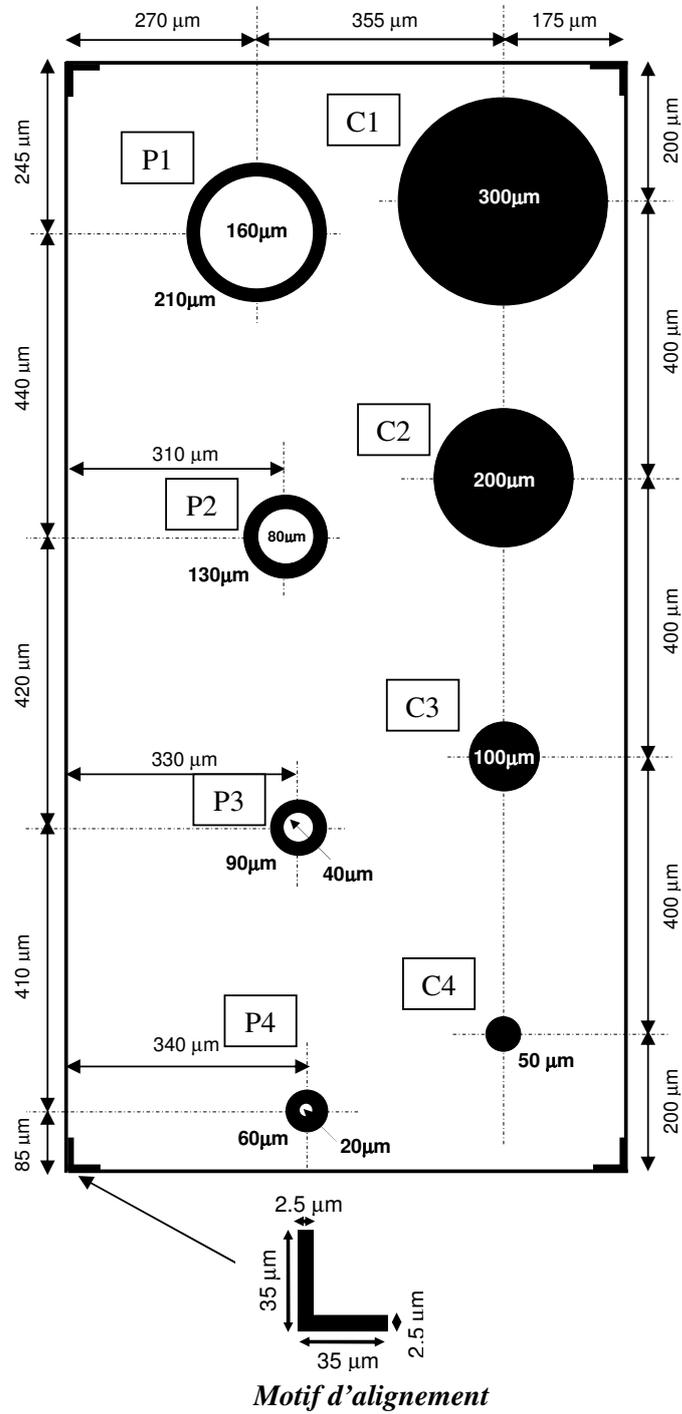


FIGURE 3.4 – Masque utilisé pour la fabrication des diodes.

3.1.2 Échantillons matériau

Un autre type d'échantillon, plus simple, est également fabriqué afin de pouvoir caractériser des propriétés matériau de type temps de vie ou absorption. L'échantillon est présenté en Figure 3.5.

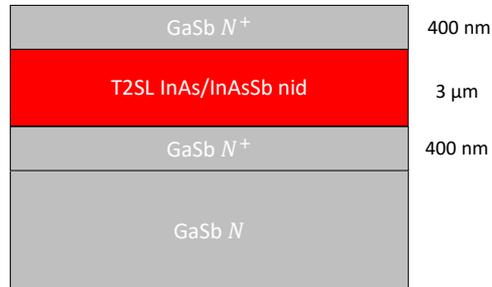


FIGURE 3.5 – Empilement utilisé pour la mesure de temps de vie et d'absorption pour le SR InAs/InAsSb.

Il s'agit de la zone d'absorption de la barrière qui est insérée entre deux couches de GaSb de 400 nm qui servent de barrière, pour empêcher des recombinaisons surfaciques des porteurs dans le cadre de la mesure de temps de vie. Cet échantillon est également utilisé pour les mesures d'absorption que nous présentons au paragraphe 3.5.

3.2 La mesure du rendement quantique

Dans cette section j'aborde le principe de la mesure de rendement quantique qui a été développé et perfectionné au fil des années à l'ONERA. Le rendement quantique est l'une des deux fonctions de mérite élémentaires importantes (présentée en paragraphe 1.1.5.1) des diodes caractérisés. Il s'agit du % de photons incidents convertis en électrons et collectés par la diode qui contribue au courant photonique. L'objectif recherché avec le rendement quantique, lors du design d'un photodétecteur, est qu'il soit important proche de la longueur d'onde de coupure. Cette dernière est définie comme étant la longueur d'onde pour laquelle le rendement quantique est à 50% de sa valeur maximale dans la fenêtre spectrale de travail. Par exemple pour un photodétecteur LWIR, nous prendrons le rendement quantique maximum dans le LWIR pour pouvoir ensuite chercher la longueur d'onde de coupure qui correspond au rendement quantique à 50% de cette valeur. Je présente dans la suite les différentes étapes de mesure effectuées.

3.2.1 Mesure de la réponse spectrale

La mesure de la réponse spectrale permet d'obtenir la forme spectrale du rendement quantique. Il s'agit d'une mesure non calibrée et que nous normalisons à une longueur d'onde de notre choix (en général à la longueur d'onde du rendement quantique maximum). Cette mesure est réalisée à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier, aussi appelé FTIR (Fourier Transform Infrared spectroscopy). Son utilisation originelle est pour la mesure de transmission d'échantillons.

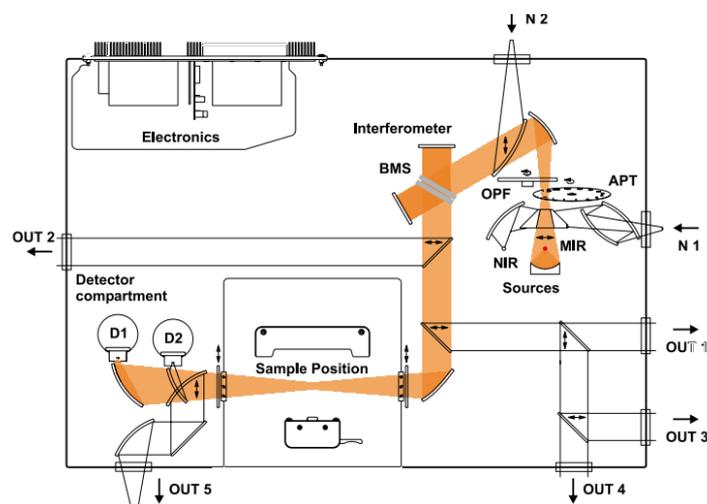


FIGURE 3.6 – Schéma de principe d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) (crédit Bruker Optics)

Le principe du FTIR est schématisé dans la Figure 3.6. Il s'agit d'un interféromètre de Michelson à balayage (un des miroirs est mobile). Différentes sources larges bandes sur différentes gammes spectrales peuvent être utilisées. L'éclairement du faisceau est uniforme spatialement et le niveau d'éclairement évolue dans le temps avec la position du miroir mobile ce qui génère un interférogramme temporel. L'application de la transformée de Fourier au signal obtenu permet de retrouver le spectre.

La mesure de la réponse spectrale du détecteur étudié est effectuée en deux temps. Tout d'abord on acquiert l'interférogramme avec le détecteur étudié (en sortie 4, OUT4 sur la Figure 3.6) et

2. La mesure du rendement quantique

l'application de la transformée de Fourier à ce signal donne le spectre :

$$S_1(\sigma) = R(\sigma)S_{ref}^{ph}(\sigma)T(\sigma) \quad (3.1)$$

avec σ le nombre d'onde, R la réponse spectrale du détecteur, S_{ref}^{ph} le spectre photonique de référence qui est la luminance spectrique photonique du faisceau en sortie du Bruker et T la transmission du hublot du cryostat utilisé.

Afin de pouvoir obtenir la réponse spectrale du détecteur, il faut nous affranchir de la transmission du hublot et de la luminance spectrique photonique du faisceau en sortie du Bruker (appelé abusivement le spectre la source). Pour la transmission du hublot, une mesure avec la voie interne du FTIR permet de la caractériser. Pour la luminance spectrique photonique du faisceau en sortie du Bruker, cette dernière est mesurée à l'aide du détecteur interne au FTIR qui est un détecteur thermique DTGS (Deuterated TriGlycine Sulfate). Entre le faisceau incident sur le détecteur étudié et celui sur le détecteur interne au FTIR, les optiques étant les mêmes, nous pouvons considérer qu'il s'agit du même faisceau au premier ordre. La mesure du spectre avec le détecteur thermique donne :

$$S_2(\sigma) = R_{DTGS} \times S_{ref}^W \quad (3.2)$$

avec R_{DTGS} la réponse du détecteur en A/W car il s'agit d'un détecteur thermique et S_{ref}^W le spectre énergétique de référence qui est la luminance spectrique énergétique de la source, qu'il faut convertir en luminance spectrique photonique. La réponse spectrale du DTGS est connue (donnée constructeur), nous pouvons donc remonter au spectre de référence. Le spectre photonique de référence est alors donné par :

$$S_{ref}^{ph}(\sigma) = \frac{S_2}{R_{DTGS} \times hc\sigma} \quad (3.3)$$

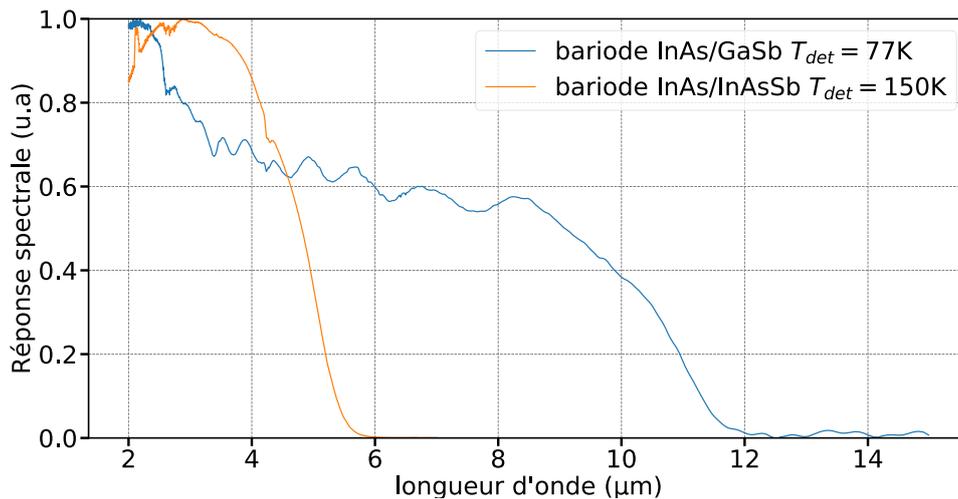


FIGURE 3.7 – Rendements quantiques normalisés des barrières SR InAs/GaSb LWIR et SR InAs/InAsSb MWIR étudiées dans cette thèse. Ils sont normalisés par leur valeur maximale respective ici.

Ainsi, nous pouvons alors en déduire la réponse spectrale R du détecteur étudié. Un exemple de

mesure de réponse spectrale des barodes LWIR et HOT MWIR étudiées dans cette thèse est donné en Figure 3.7. Nous avons utilisé la source MIR (Mid InfraRed) qui opère dans la bande spectrale 2 μm à 20 μm , en utilisant la séparatrice en KBr.

3.2.2 Mesure du courant photonique

Après avoir mesuré la réponse spectrale du détecteur (aussi appelé rendement quantique normalisé), il nous faut la calibrer par une mesure sous flux. Cette mesure radiométrique consiste à mesurer le courant photonique débité par la barode lorsque celle-ci est éclairée par un flux incident parfaitement contrôlé/connu. Nous avons présenté le principe d'intégration d'un détecteur et des différentes pièces/mécanismes permettant son bon fonctionnement au paragraphe 1.1.4.4. Nous revenons ici en détails sur certains aspects expérimentaux importants pour cette mesure.

À cette fin, deux points sont importants :

- La source d'éclairage. Nous devons être capables de la décrire parfaitement. Nous utiliserons un corps noir car d'une part, nous connaissons le flux émis par ce dispositif grâce à la loi de Planck, d'autre part cela nous donnera plus de facilité expérimentale en termes d'alignement qu'avec un laser.
- La réception du flux. Il faut s'assurer que seuls les photons provenant du corps noir sont incidents (au moins en très grande majorité) et limiter/supprimer au maximum le flux parasite provenant d'autres sources. Pour cela nous utiliserons un écran froid dont le principe a été illustré au paragraphe 1.1.4.4. L'intérieur de l'écran froid est peint en noir afin de limiter au maximum les réflexions spéculaires qui pourraient apporter du flux parasite sur le détecteur. L'écran froid est en contact thermique avec la table froide afin d'être refroidi à la même température que le détecteur et permet de définir l'étendue géométrique du détecteur :

$$G = \pi A_{det} \sin(\alpha)^2 \quad (3.4)$$

avec A_{det} la surface du détecteur et α le demi-angle d'ouverture de l'écran froid.

3.2.3 Extraction du rendement quantique

Le courant photonique est relié au flux par la formule :

$$I_{ph} = q \times \Phi_{CN} = q \times G \times \int_{\lambda} T(\lambda) \eta(\lambda) \epsilon(\lambda) \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\lambda}^{T_{CN}} d\lambda \quad (3.5)$$

avec Φ_{CN} le flux du corps noir collecté par le détecteur, T la transmission des différentes optiques (hublot par exemple), η le rendement quantique, ϵ l'émissivité du corps noir, et $\frac{dL}{d\lambda}$ la luminance spectrique photonique du corps noir à la température T_{CN} utilisée qui est donnée par la loi de Planck. Afin d'en extraire le rendement quantique à une certaine longueur d'onde, nous réécrivons l'équation comme étant :

$$I_{ph} = q \times \eta_0 \times \Phi'_{CN} = q \times \eta_0 \times G \times \int_{\lambda} T(\lambda) \frac{\eta(\lambda)}{\eta_0} \epsilon(\lambda) \left[\frac{dL}{d\lambda} \right]_{\lambda}^{T_{CN}} d\lambda \quad (3.6)$$

avec $\eta(\lambda)/\eta_0$ le rendement quantique normalisé (connue grâce au FTIR) à la longueur d'onde λ_0 et $\eta_0 = \eta(\lambda_0)$ la valeur de rendement quantique choisie à la longueur d'onde de normalisation.

2. La mesure du rendement quantique

La courbe du courant photonique en fonction du "flux" Φ'_{CN} possède alors pour coefficient directeur le rendement quantique η_0 à la longueur d'onde de normalisation. En multipliant le rendement quantique normalisé par cette valeur, nous obtenons le rendement quantique du photodétecteur.

3.3 Développement du banc de mesure de rendement quantique

Après avoir présenté le principe de la mesure de rendement quantique, nous allons nous intéresser au développement de la mesure expérimentale. Le principe de la mesure mais aussi (et surtout) les propriétés des détecteurs étudiés vont définir des performances à atteindre grâce au banc afin de nous permettre d'effectuer les mesures avec un seul et même banc pour différents photodétecteurs.

3.3.1 Définition des besoins

Les détecteurs étudiés dans cette thèse sont des SR InAs/GaSb LWIR refroidi à 80K et SR InAs/InAsSb HOT MWIR refroidi à 150K. Les besoins identifiés sont les suivants :

- Température de refroidissement réglable.
- Suppression/Minimisation du flux parasite
- Délai de refroidissement (température détecteur atteinte) raisonnable.
- Banc utilisable pour différents détecteurs de types monoéléments.
- Banc facilement déplaçable et adaptable avec d'autres instruments de mesures.

Pour le premier point, nous excluons d'emblée les cryostats à bain qui ne peuvent refroidir qu'à la température du liquide cryogénique. L'expertise de l'ONERA en matière de cryogénie m'a permis de m'orienter très rapidement vers un cryostat de la société JANIS, présenté en Figure 3.8, qui est un cryostat à circulation. Une résistance chauffante en bout de doigt froid permet de régler la température du doigt froid dans lequel le liquide cryogénique circule. De plus les dimensions du JANIS en font un cryostat facilement déplaçable (environ 50 cm en longueur et une dizaine de cm en largeur). Utiliser ce cryostat nous permet donc de répondre directement aux premier et dernier besoins.

3.3.2 Configuration retenue du cryostat

Un schéma de l'intérieur du cryostat est présenté en Figure 3.9, nous retrouvons dans ce schéma le doigt froid au bout duquel est fixé notre échantillon de détecteur dont l'ouverture est limitée par l'écran froid 1. Nous allons détailler le rôle des différentes pièces qui ont permis de répondre à nos besoins.

Tout d'abord, la descente en froid et la gestion du flux parasite sont en partie liées. En effet, à température cryogénique, le flux photonique provenant des cylindres qui sont à température ambiante (appelé flux à 300K) suffit à réchauffer les pièces refroidies. C'est pourquoi, nous avons décidé de "capoter" au maximum les pièces qui seront à températures cryogéniques. Pour cela, un écran de retour de flux qui est un cylindre en aluminium est utilisé afin d'isoler le doigt froid. Il ne prendra pas de "puissance de froid" car il est en contact sur le retour du liquide cryogénique à la base du JANIS et non pas en contact avec le doigt froid. De cette manière, cette pièce est refroidie suffisamment (mais pas nécessairement à la température visée) pour supprimer le flux à 300K incident sur le doigt froid. De plus un écran froid 2 est fixé autour de l'écran froid 1, afin de bloquer le flux à 300K incident sur l'écran froid 1 et le détecteur. De cette manière, nous limitons aussi au maximum tout flux parasite qui pourrait être incident sur le détecteur via différentes réflexions internes.

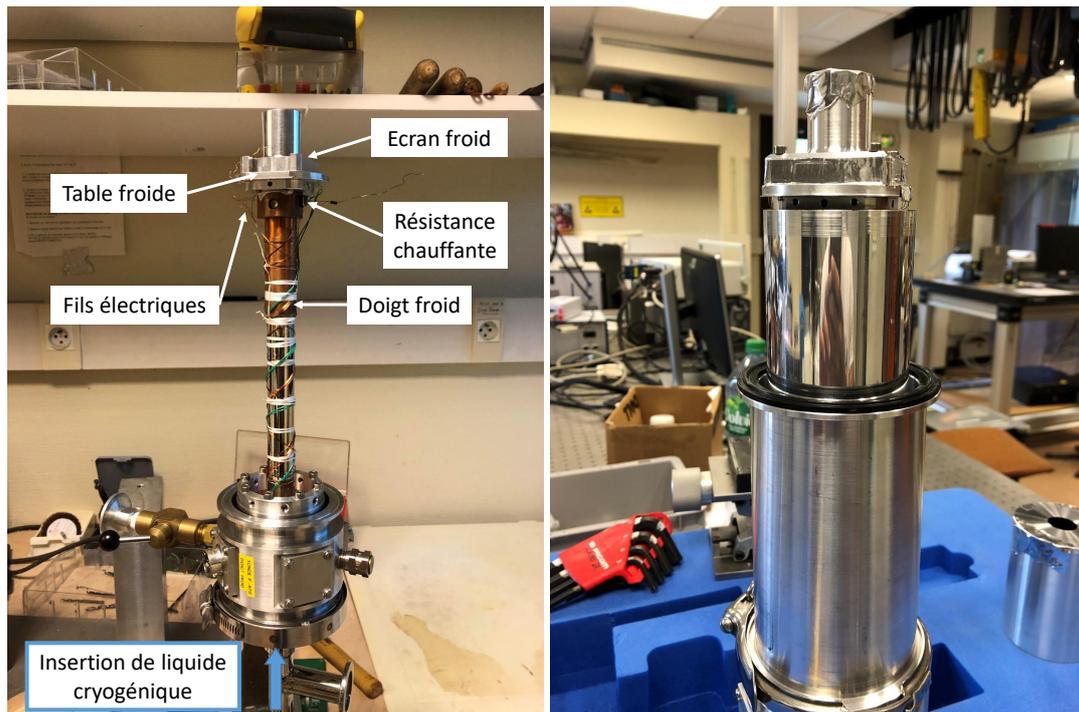


FIGURE 3.8 – À gauche, photo de l'intérieur du cryostat JANIS et de son doigt froid avec l'écran froid placé en bout. Les fils électriques servent à connecter les diodes aux sorties électriques du JANIS afin de pouvoir les connecter à l'instrumentation pour des mesures. L'insertion d'un liquide cryogénique se fait via la tige verticale du JANIS. À droite, photos du cryostat avec ses cylindres en aluminium qui viennent ensuite isoler le doigt froid de l'extérieur afin de pouvoir faire le vide qui permettra d'effectuer la mise en froid.

La table froide est la pièce permettant la fixation du détecteur sur le doigt froid. Nous avons essayé de limiter au maximum le nombre de pièces entre le doigt froid et le détecteur afin de ne pas multiplier les interfaces. Entre les différentes pièces, nous avons inséré des feuilles d'indium pour remplir toutes éventuelles aspérités entre les pièces et avoir le meilleur contact thermique possible. De cette manière, nous optimisons au maximum la descente en froid du détecteur.

Le détecteur est fixé sur un circuit imprimé qui avait été développé durant la thèse de E.Giard [Giard, 2015] (voir Figure 3.10) afin de permettre la connexion entre le support LCC accueillant l'échantillon et les fils électriques permettant de nous relier à l'instrumentation. Une résistance PT100 fixée au plus proche du détecteur permet de contrôler la température des monoéléments.

3.3.3 Corps noir utilisés et méthode de mesure

Dans cette section, je présente les corps noir utilisés ainsi que la méthode de mesure que j'utilise.

La première est avec un corps noir à cavité SR-2-32 de la marque CI-Systems, ses caractéristiques principales sont résumées dans la Table 3.2. La méthode utilisée auparavant avec ce corps noir cavité est présentée en Figure 3.11. Cette méthode a bien fonctionné dans le MWIR mais souffrait de certains défauts qui peuvent devenir des sources d'erreurs importantes dans la bande spectrale du LWIR. Tout d'abord le détecteur ne voit pas que le corps noir mais aussi l'environnement, il faut donc supprimer

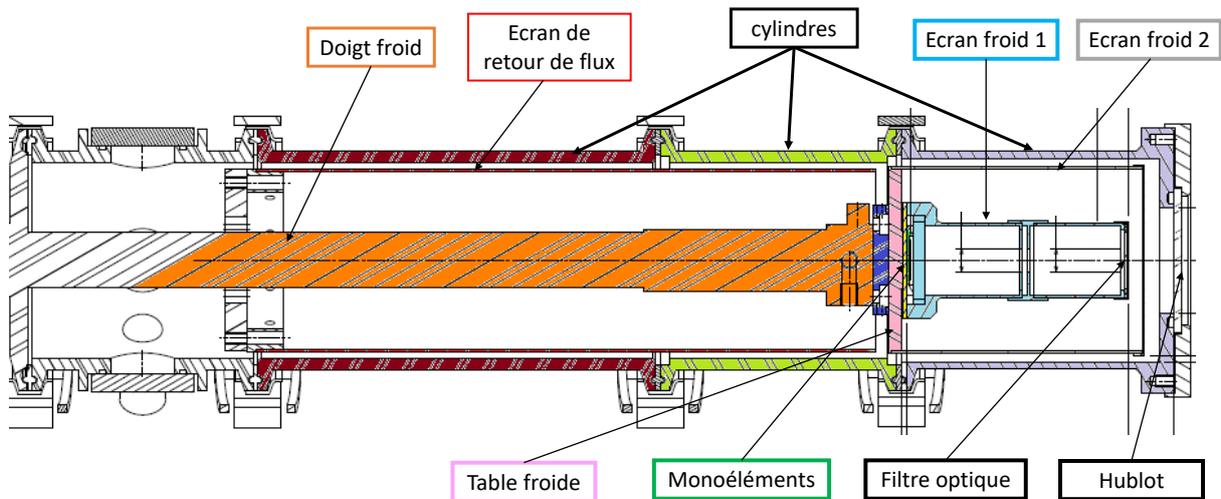


FIGURE 3.9 – Schéma de l'intérieur du JANIS présentant les différentes pièces utilisées afin de limiter au maximum le flux parasite, tout en facilitant la descente en froid de l'ensemble. Conception réalisée par G.Le Coadou.

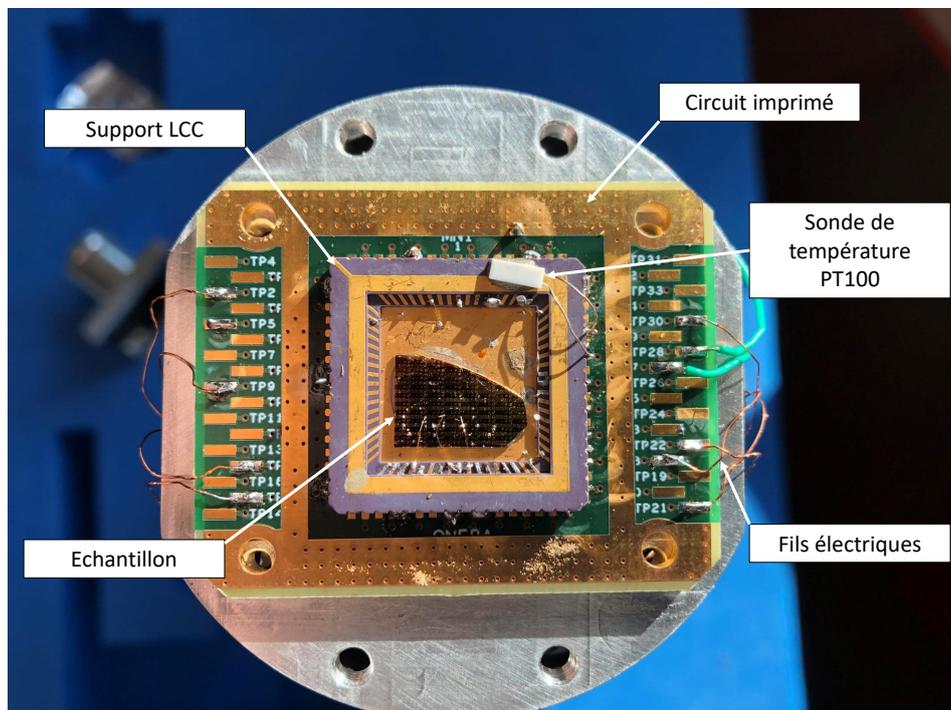


FIGURE 3.10 – Échantillon de monoéléments monté dans le cryostat JANIS.

cette contribution. Nous supposons en théorie qu'il s'agit d'un corps noir à une température de 300K mais le shutter étant proche du corps noir, il est fort probable qu'il soit à une température plus

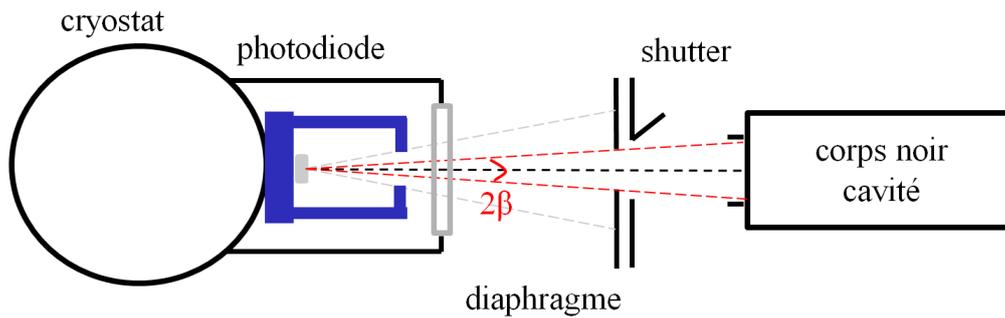


FIGURE 3.11 – Schéma du précédent montage de mesure de rendement quantique avec un corps noir cavité et un shutter [Giard, 2015].

importante. De plus, le détecteur voit l'ensemble de la cavité, alors que le constructeur du corps noir ne garantit que seul l'intérieur de la cavité possède l'émissivité indiquée (cf Figure 3.12). Le calcul approximatif de ce flux parasite aura plus d'impact dans le LWIR où se situe le maximum d'émission d'un corps noir à 300K que dans le MWIR. L'avantage de cette méthode en revanche, est qu'elle repose sur la détection synchrone et qu'elle est donc insensible à toute variation du courant d'obscurité.

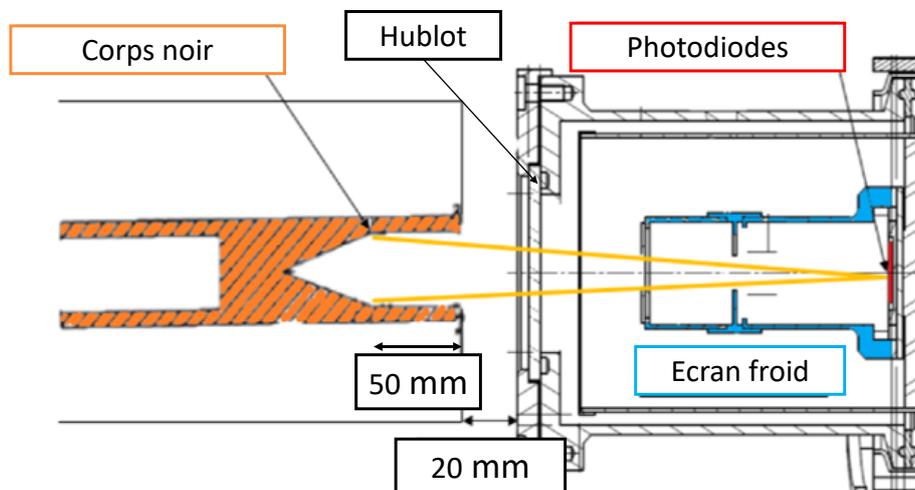


FIGURE 3.12 – Schéma du nouveau montage de mesure de rendement quantique avec un corps noir cavité.

C'est pourquoi, nous avons décidé d'enlever le shutter équipant le corps noir et d'utiliser seulement l'intérieur de la cavité du corps noir en anticipation de problèmes dans la mesure dans le LWIR. Le nouveau schéma de la configuration corps noir cavité (appelée configuration CNC dans la suite) est présenté en Figure 3.12. La mesure est ici directe et non plus réalisée à l'aide d'une détection synchrone. L'avantage de cette méthode est la gamme de flux explorée (température corps noir jusqu'à 1273K), cependant son alignement est délicat : il faut s'assurer de bien viser seulement le fond de la cavité pour avoir l'émissivité correspondant à celle garantie par le constructeur.

La deuxième méthode consiste en l'utilisation d'un corps noir étendu (configuration CNE) SR80-4D/A de la marque CI-system, ses caractéristiques principales sont résumées dans la Table 3.2. Une représentation schématique est faite en Figure 3.13. L'avantage de cette méthode est son alignement très simple. L'inconvénient est la faible température du corps noir (jusqu'à 373K seulement) et donc la gamme de flux explorée est bien plus faible.

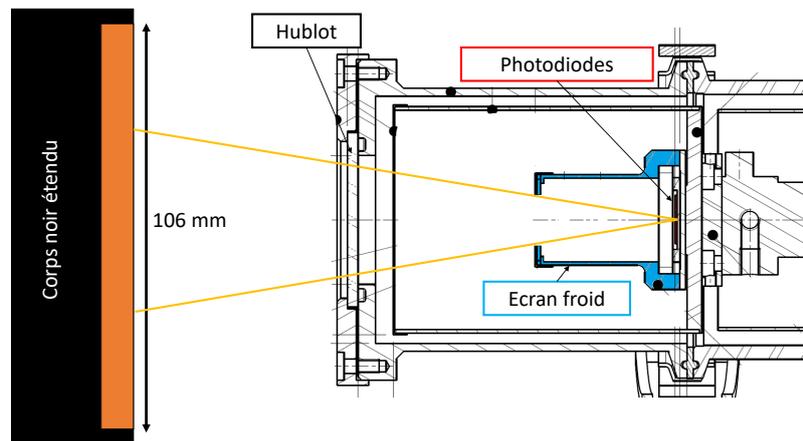


FIGURE 3.13 – Schéma du montage avec un corps noir étendu.

Ainsi, il peut apparaître que la configuration CNC semble la plus adaptée au premier abord. Cependant, l'ouverture qui devra être utilisée sera très étroite. Plusieurs problèmes se posent alors : tout d'abord, une ouverture trop petite peut réduire de façon importante le flux incident et donc nous perdrons l'avantage apporté par un corps noir cavité sur la grande gamme de flux explorée. Ensuite, si l'ouverture est trop étroite, certains monoéléments peuvent voir leur flux incident "vignetté" (diminution de l'éclairement en dehors de l'axe optique) par l'écran froid. En effet, les monoéléments caractérisés ne sont pas parfaitement au centre de l'axe optique comme nous pouvons le voir sur l'exemple de la photo des monoéléments de la Figure 3.10. Cela pose alors le problème de l'ouverture "vue" par les monoéléments qui va changer en fonction de leur position, il faut donc s'assurer que tous les monoéléments ne voient que la cavité et avec la même ouverture.

3.3.4 Dimensionnement de l'écran froid

Le dimensionnement abordé concerne ici la configuration corps noir cavité. L'écran froid doit être conçu de façon à satisfaire plusieurs contraintes. Nous les identifions comme étant : un courant photonique au moins du même ordre de grandeur que le courant d'obscurité, les monoéléments ne doivent voir que le corps noir cavité, et pas d'effet de "vignettage" pour les monoéléments caractérisés. L'écran froid que j'ai retenu dans mon étude est présenté dans la Figure 3.14. Sa pupille d'entrée est de diamètre 8 mm et sa longueur de 64 mm.

Au niveau du flux, l'échantillon qui sera le plus contraignant est l'échantillon SR InAs/GaSb LWIR refroidi à 80K étudié dans la suite du chapitre. Son courant d'obscurité est d'environ $3 \mu\text{A}$ pour une diode P1 à la tension de polarisation $V_{pol} = -0.25\text{V}$. Afin de connaître le courant photonique, il est nécessaire de connaître le rendement quantique, qui est la donnée que nous cherchons justement à extraire via cette mesure. Nous supposons alors que le rendement quantique est constant à 50%

TABLE 3.2 – Caractéristiques des corps noirs utilisés et filtres optiques utilisés pour la mesure.

	Corps Noir Cavité (CNC)	Corps Noir Étendu (CNE)
Ouverture (mm)	25.7 mm (cercle)	106 mm (carré)
Températures (°C)	[100-1000]	[5-100]
Emissivité	0.99 ± 0.01	0.97 ± 0.02
Stabilité (°C)	± 0.5	± 0.02
Filtre optique (μm)	[3, 3.5]	[8, 10.5]

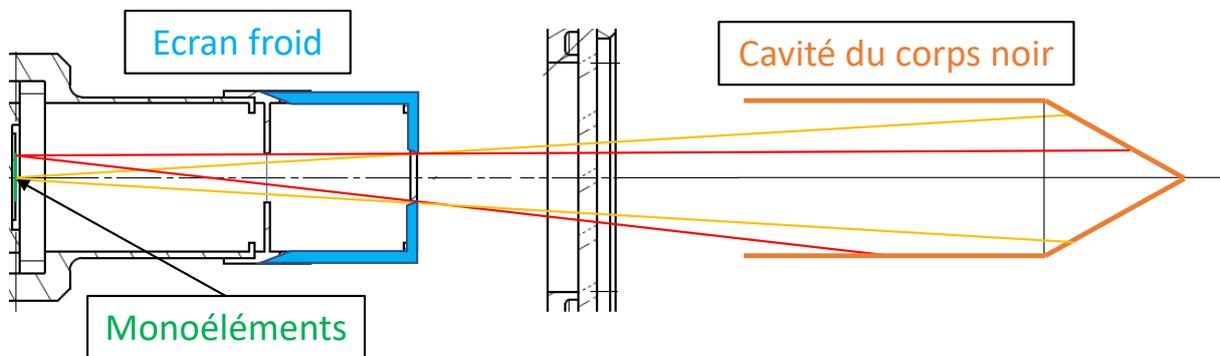


FIGURE 3.14 – Schéma du montage avec un corps noir cavité et représentation des différentes ouvertures. En jaune l'ouverture vue par un monoélément sur l'axe optique. En rouge, l'ouverture vue par un monoélément en dehors de l'axe optique.

environ sur toute la plage spectrale de mesure. Dans le cas du corps noir cavité, un filtre optique de transmission étroite [3 μm , 3.5 μm] est utilisé. Il vient que le courant photonique extrait va de 0.3 μA à 2.6 μA pour des températures de corps noir entre 773K et 1273K, ce qui est acceptable. À titre de comparaison, en l'absence de filtre optique, le courant photonique serait compris entre 3 μA et 19 μA , ce qui change finalement très peu l'ordre de grandeur du courant photonique. L'intérêt du filtre optique est de couper la réponse spectrale du détecteur avant la longueur d'onde de coupure où le rendement quantique est plus faible, ce qui pourrait introduire des erreurs sur l'extraction du rendement quantique. C'est pourquoi, il est préférable de garder le filtre optique. Ainsi, l'ouverture de l'écran froid que nous avons choisi semble satisfaisante vis-à-vis du flux. La mesure du courant total en fonction du flux est faite pour une diode P1 à tension de polarisation de $V_{pol} = -0.25\text{V}$ dans la Figure 3.15a entre 773K et 1273K, et nous pouvons voir que nous retrouvons des valeurs assez proches de celles que nous avons prédites.

Ensuite, il vient le problème du "vignettage" des monoéléments. Ce problème est une contrainte forte pour l'IES Montpellier qui est responsable du câblage des diodes. Cela les oblige à câbler uniquement certaines diodes au centre de l'échantillon. J'ai défini un tolérancement d'une zone circulaire

de 7 mm de diamètre autour de l'axe optique (pupille d'entrée de 8 mm de diamètre), qui garantit que toutes les diodes câblées dans cette zone n'auront pas de problèmes de "vignettage".

Enfin, l'ouverture doit être la même pour tous les monoéléments, qui ne doivent voir que l'intérieur de la cavité. Pour le vérifier, j'ai calculé l'étendue géométrique dans le cas d'un éclairage général (hors axe, et diaphragme quelconque) [Lépine and Meyzonnette, 2001] grâce à la formule :

$$G(\alpha, \theta) = S_{dét} \times \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\cos(\alpha)^{-2} - \tan(\theta)^2}{\sqrt{\tan(\alpha)^4 + 2 \tan(\alpha)^2 (1 - \tan(\alpha)^2) + \cos(\alpha)^{-4}}} \right) \quad (3.7)$$

avec α le demi-angle d'ouverture, θ l'angle d'obliquité par rapport à l'axe optique et $S_{dét}$ la surface détecteur. Ces angles sont représentés dans la Figure 3.15b. Pour le cas sur l'axe, il faut prendre $\theta = 0 \text{ rad}$ et $\alpha = 0.061 \text{ rad}$ ce qui donne pour une diode P1 $G = 2.35 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. Tandis que dans le cas hors axe, avec un décentrement de 3.5 mm, nous obtenons $G = 2.29 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$. Nous pouvons donc considérer que les ouvertures sont les mêmes sur axe et hors-axe tant que le tolérancement est respecté. Enfin, il faut vérifier que seul l'intérieur de la cavité est vu par les monoéléments. Le tracé de la Figure 3.14 montre le cas hors-axe extrême : seuls les rayons provenant de l'intérieur de la cavité peuvent atteindre les monoéléments à la limite du tolérancement.

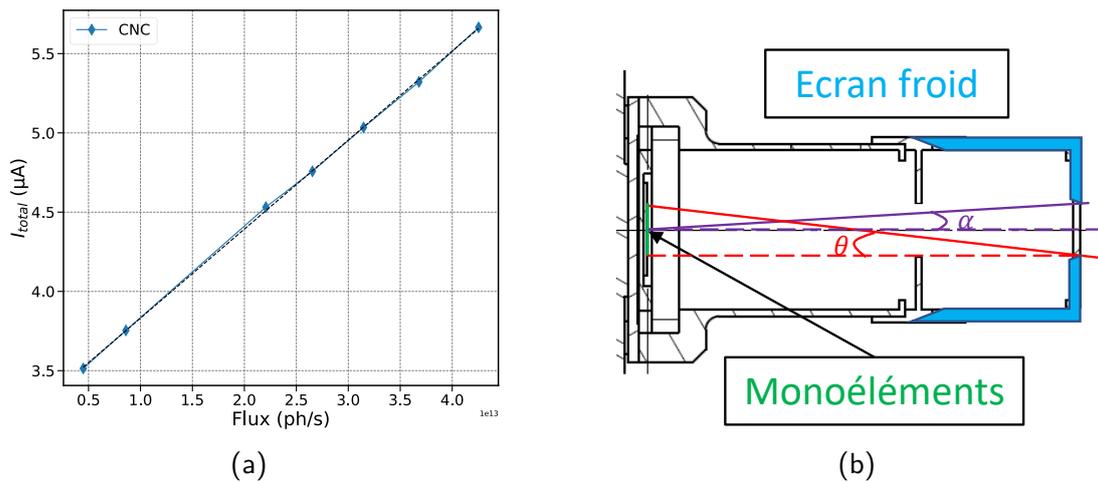


FIGURE 3.15 – a) Courant total en fonction du flux de l'échantillon SR InAs/GaSb LWIR à 80K à $V_{pol} = -0.25V$. b) Définition du calcul de l'étendue géométrique général dans le cas d'un éclairage hors-axe et de diaphragme quelconque.

Ainsi, nous avons pu dimensionner un écran froid de telle façon à ce que l'étendue géométrique soit la même pour des monoéléments sur l'axe optique ou non, et qu'ils reçoivent du flux uniquement provenant de l'intérieur de la cavité du corps noir.

3.3.5 Qualification du banc

Maintenant que le banc a été développé, il nous faut vérifier son bon fonctionnement vis-à-vis des besoins que nous avons émis. Nous présentons le banc en condition expérimentale dans la Figure 3.16, avec le branchement de la pompe pour réaliser le vide et l'insertion de la canne pour injecter de l'azote liquide. La vérification du fonctionnement a été effectuée en plusieurs étapes.

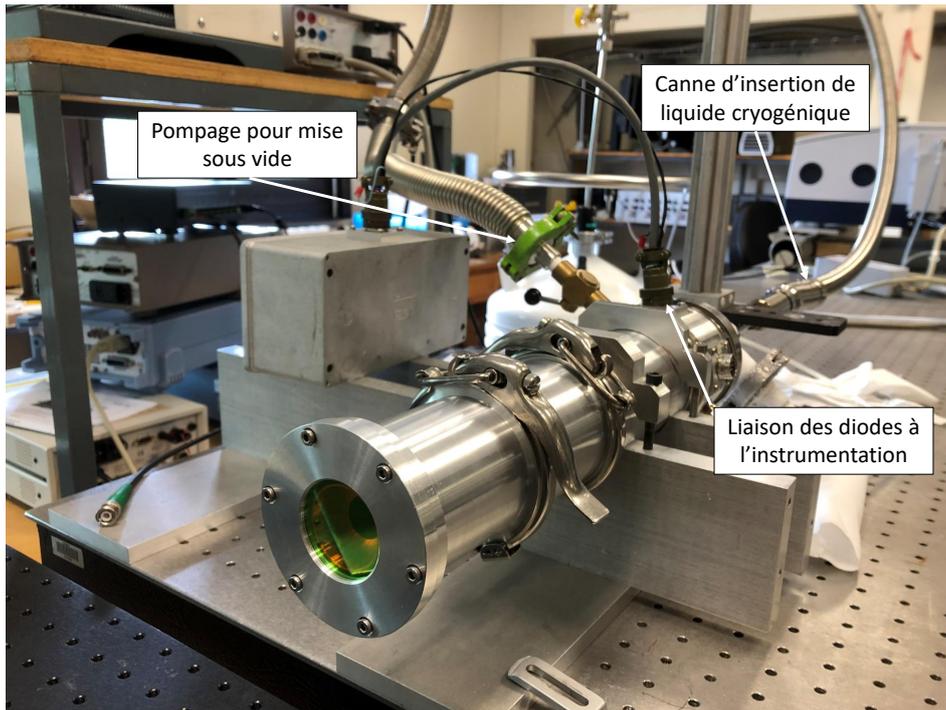


FIGURE 3.16 – Photo du banc en condition de mesure optique.

3.3.5.1 Descente en froid

Dans un premier temps, le vide doit être effectué pendant un certain temps. La mise sous vide se fait en plusieurs étapes : tout d'abord le vide primaire (car la pompe fonctionne à partir de la pression atmosphérique) est effectué avec une première pompe. Ensuite, une deuxième pompe s'enclenche pour atteindre le vide secondaire (10^{-8} Pa environ, pour rappel l'atmosphère se trouve à une centaine de kPa).

Ensuite, une fois la mise en froid effectuée, nous avons pu vérifier la température atteinte et vérifier le différentiel de température entre le doigt froid à 77K (azote liquide) et les monoéléments. La différence de température est de seulement quelques Kelvin et nous pouvons atteindre 80K sans problème pour les monoéléments.

Au final, la performance de mise sous vide et de mise en froid pour atteindre 80K est d'environ 3h (1h30 de mise sous vide à partir de la pression atmosphérique et 1h30 de mise sous froid). Ce qui est une bonne performance pour pouvoir réaliser un grand nombre de caractérisations durant la journée tout en permettant de revenir à température ambiante pour le lendemain et changer des pièces à l'intérieur du cryostat ou de type de mesure (réponse spectrale ou courant d'obscurité par exemple).

3.3.5.2 Vérification de l'ouverture

Dans un deuxième temps, il nous a fallu vérifier que l'ouverture définie par l'écran froid est bien celle que nous avons prédite. Cette méthode s'inspire de celle qui a été développée par E. Giard [Giard, 2015] qui permet une vérification à la fois simple et efficace. Elle consiste en une mesure du rendement quantique dans deux configurations différentes (CNC et CNE). En effet, l'existence d'une différence d'ouverture entre la théorie et l'expérience peut très vite générer des erreurs importantes sur la mesure de rendement quantique.

La mesure du rendement quantique est réalisée avec les deux configurations CNC et CNE, le résultat obtenu est le même dans les deux configurations comme présenté en Figure 3.17a. Nous avons donc l'ouverture de l'écran froid qui est bien définie dans les deux cas pour les monoéléments, les deux mesures se validant l'une l'autre de par leur configuration différente. De plus, nous montrons également l'évolution du courant total ($I_{obs} + I_{ph}$) en fonction du flux Φ'_{CN} en Figure 3.17b. Comme nous pouvons le constater, le corps noir cavité permet d'avoir une plus grande dynamique de mesure comparée à la configuration avec le corps noir étendu, et donc une meilleure précision de la mesure. Dorénavant, les mesures de rendement quantiques se feront en configuration CNC, sauf mention contraire.

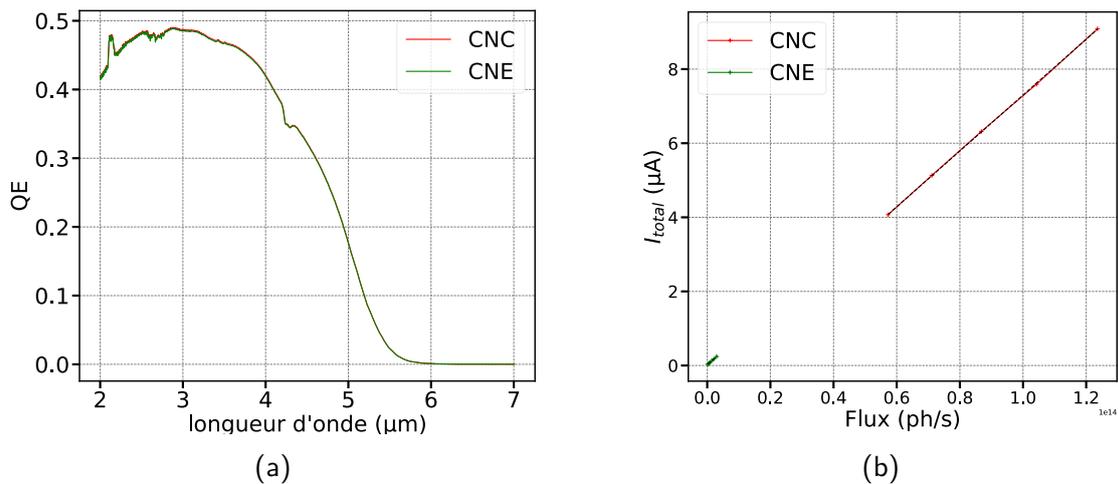


FIGURE 3.17 – a) Exemple de mesure du rendement quantique de la barrière SR InAs/InAsSb à 150K dans les deux configurations du banc CNC et CNE. b) Tracé du courant total I_{total} en fonction du flux Φ'_{CN} .

3.4 Mesure des performances électro-optiques d'une bariode shallow-etch : Application dans le LWIR

Dans cette section, j'aborde la mesure du courant d'obscurité et du rendement quantique d'une bariode shallow-etch. La méthodologie de la mesure est non triviale. D'une part, une bariode peut nécessiter l'application d'une tension de polarisation s'il reste une barrière de potentiel pour les porteurs minoritaires, il est donc nécessaire de déterminer cette tension. D'autre part, la surface de collecte n'est alors pas définie par la taille de la gravure seule, mais par la taille de la gravure à laquelle il faut rajouter la longueur de diffusion des porteurs. Cette longueur de diffusion dépend de plusieurs paramètres, à savoir : la qualité matériau, la période du super-réseau et la température détecteur. Il vient qu'il est alors nécessaire de la mesurer sur notre échantillon, afin de pouvoir extraire les performances correctes de notre échantillon. L'étude de cas est menée ici sur une bariode SR InAs/GaSb LWIR. Ce composant a été fabriqué par R. Alchaar durant sa thèse [Alchaar, 2019] et dans le cadre d'un projet ESA intitulé "Low Dark Current VLWIR Type 2 Super Lattices (T2SL) Infra Red Detectors" qui associait IRnova, l'IES et Airbus-DS.

3.4.1 Présentation de l'échantillon

Je présente ici l'empilement simplifié de la bariode shallow-etch étudiée dans ce chapitre. Le design défini par IRnova est le suivant :

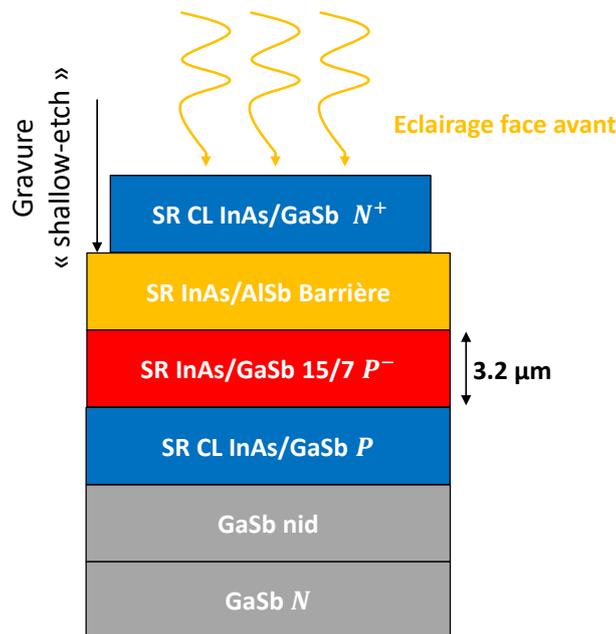


FIGURE 3.18 – Empilement simplifié de la bariode LWIR SR InAs/GaSb avec une gravure shallow-etch.

La structure étudiée est de type nBp, la zone d'absorption est de type P, les électrons sont les porteurs minoritaires. La période du super-réseau est de 15/7 pour avoir une longueur d'onde de coupure à

11.5 μm . Le diagramme de bande de la barrière calculé par [Alchaar et al., 2020] est indiqué en Figure 3.19. Dans la bande de valence, les trous sont bien bloqués par la présence d'une grande barrière de potentiel (à gauche du diagramme) et ne peuvent pas aller au top contact. Tandis que les électrons peuvent a priori passer même s'il reste une légère barrière de potentiel dans la bande de conduction qui peut gêner leur passage.

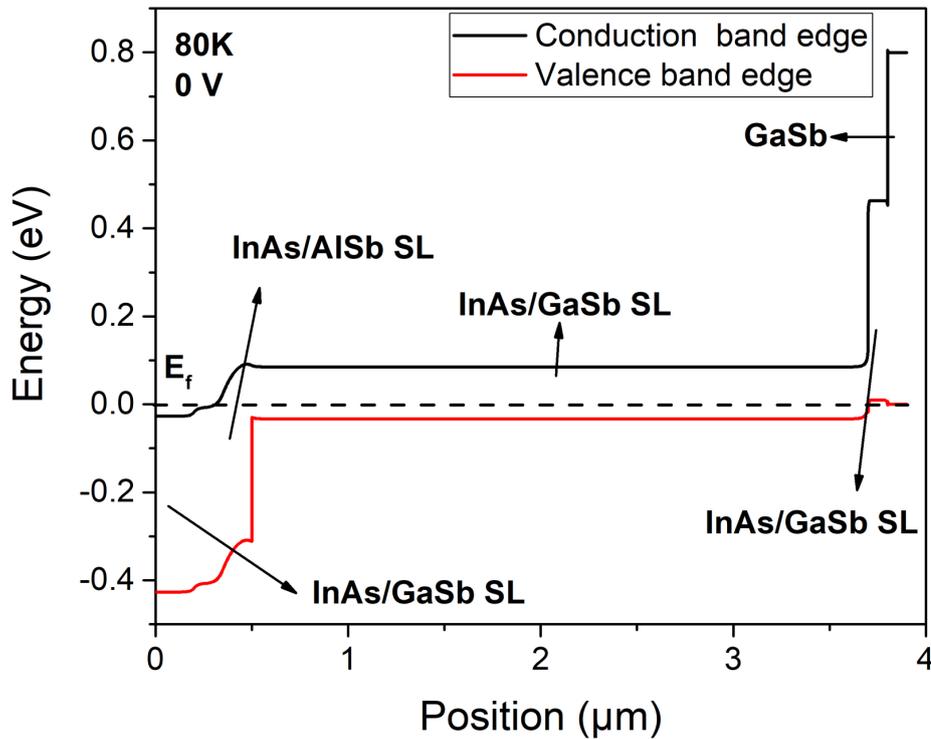


FIGURE 3.19 – Diagramme de bandes de la barrière à 80K et 0V [Alchaar et al., 2019].

L'échantillon que j'étudie est le C518P, il s'agit d'un des échantillons qui satisfaisaient les critères de qualité de l'IES avant envoi pour l'ONERA pour des caractérisations électro-optique fines. Sa température de fonctionnement visée est de 80K.

3.4.2 Mesures de courant d'obscurité

3.4.2.1 Vérification du régime de courant d'obscurité

Cette section s'intéresse au courant d'obscurité des diodes de l'échantillon C518P, bien que cette mesure soit déjà faite à l'IES, il est nécessaire de la refaire afin de s'assurer de la non dégradation des échantillons. J'ai effectué d'abord des mesures de courant d'obscurité en fonction de la tension de polarisation à 80K (Figure 3.20). Plusieurs diodes de tailles différentes ont été caractérisées P1, P2, et P3 qui ont pour diamètres respectifs 210 μm , 130 μm et 90 μm . Les densités de courant d'obscurité présentées ne sont pas corrigées.

L'observation des courbes de courant-tension montre que les diodes caractérisées ne correspondent pas à la meilleure performance mesurée à Montpellier de cet échantillon. En effet la courbe de courant-tension de l'IES montre un plateau de diffusion pour une tension de polarisation comprise dans l'intervalle $[-0.05\text{V}; -0.2\text{V}]$. Tandis que les mesures à l'ONERA ne présentent pas de plateau de diffusion.

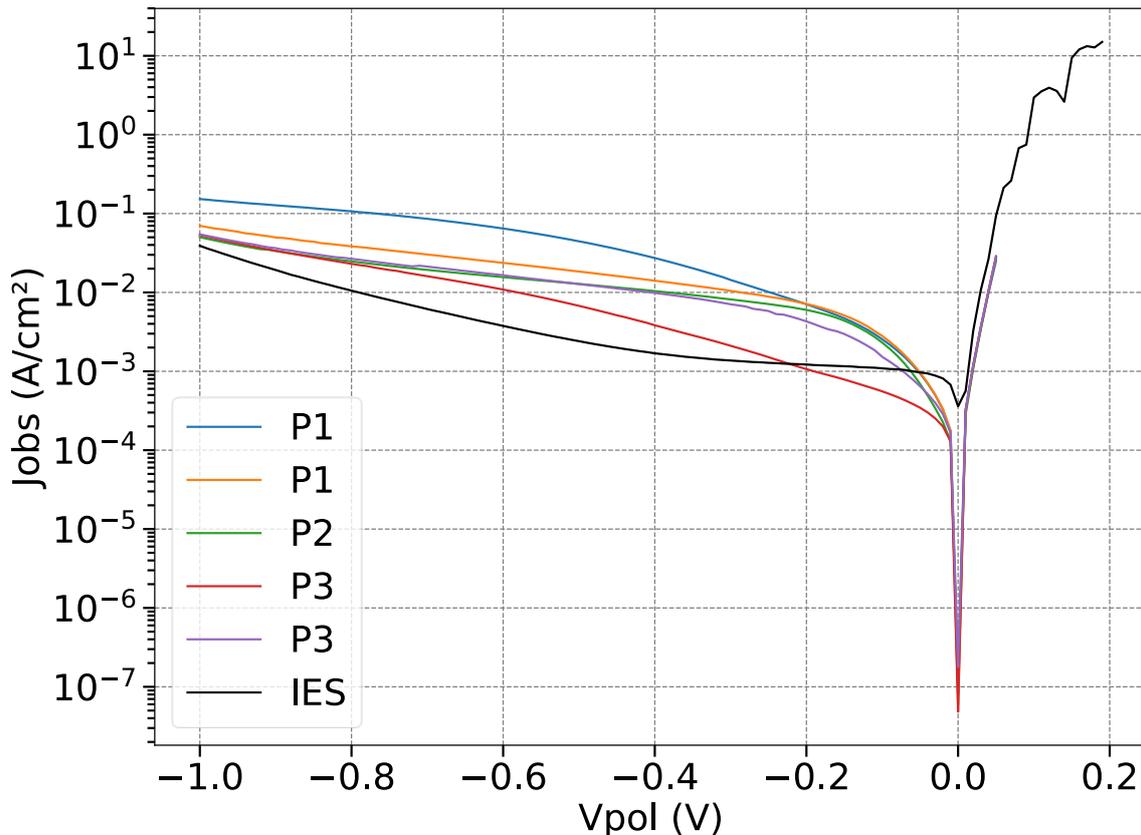


FIGURE 3.20 – Densité de courant (non corrigée) en fonction de la tension de polarisation appliquée à 80K pour différentes tailles de diodes de l'échantillon C518P mesurées à l'ONERA. La mesure de la meilleure performance à l'IES est aussi représentée (en noir).

Il est difficile de dire s'il s'agit d'une dégradation ou tout simplement que les diodes caractérisées ne sont pas les meilleures, car les diodes câblées pour l'ONERA ne sont pas nécessairement celles qui ont été mesurées à l'IES. La densité de courant d'obscurité en régime de diffusion atteinte à l'état de l'art par [Manurkar et al., 2010] est de $3.3 \times 10^{-4} A/cm^2$ à 80K tandis qu'ici les barodiodes caractérisées atteignent $4 \times 10^{-3} A/cm^2$ soit une décade de différence. De toute manière, il semblerait qu'aucune des diodes caractérisées à l'ONERA ne soient dans le régime de diffusion, il est alors nécessaire de savoir dans quel régime de courant d'obscurité se trouve la diode.

Pour cela, une étude en température de 80K à 150K du courant d'obscurité à différentes tensions de polarisation est menée (Figure 3.21a). De ces mesures, j'observe l'évolution de la densité de courant (évaluée à -0.2V) en fonction de la température de fonctionnement, soit le diagramme d'Arrhénius en Figure 3.21b. Si une diode est en régime de diffusion, sa densité de courant d'obscurité peut s'écrire : $J_{diff} \propto \exp(-E_a/k_B T)$ avec E_a l'énergie d'activation qui doit être proche de l'énergie de gap de la zone d'absorption. En effet, le gap évolue avec la température, donc l'énergie d'activation sera une moyenne sur l'ensemble des températures explorées.

Pour les températures comprises dans l'intervalle [100K ; 150K] le régime de diffusion est bien atteint, l'énergie d'activation est d'environ 150 meV, ce qui est proche de la valeur du gap du matériau qui est de 118 meV (longueur d'onde de coupure à 10.5 μm). À plus basse température, le courant d'obscurité est presque indépendant de la température du détecteur. Deux types de phénomènes peuvent en être

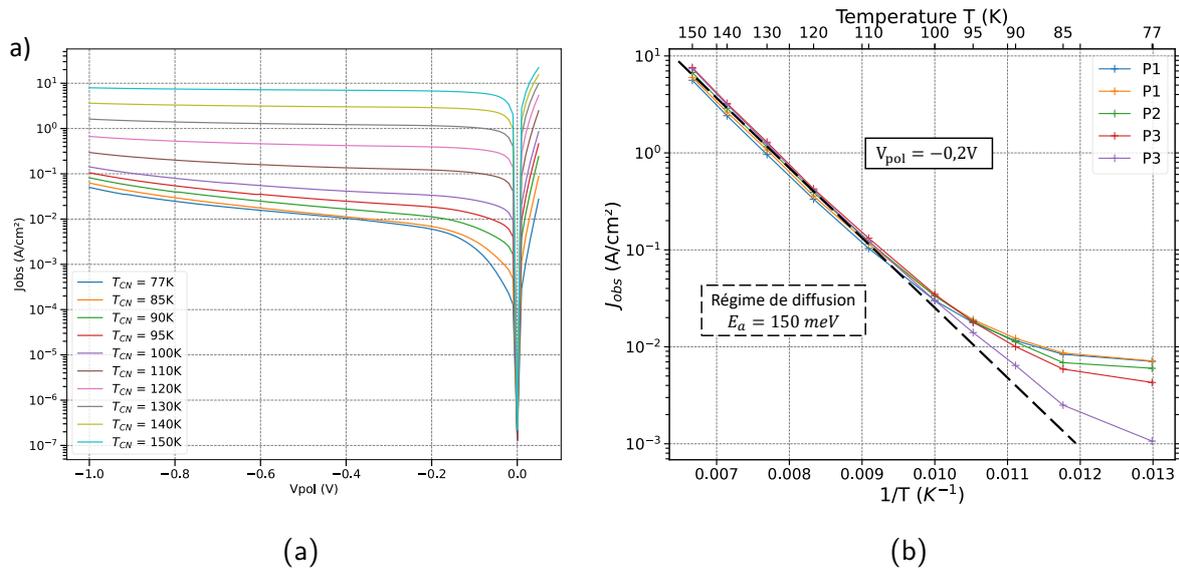


FIGURE 3.21 – a) Évolution de la densité de courant en fonction de la tension de polarisation pour différentes températures d'un monoélément (diode P2). b) Diagramme d'Arrhenius de la densité de courant d'obscurité de différentes diodes de l'échantillon polarisé à -0.2 V. En noir et pointillé la courbe du régime de diffusion.

à l'origine :

- Le premier cas est le courant photonique. En effet, s'il existe du flux parasite dans le montage expérimental, il peut, à basse température, être le courant dominant car le courant d'obscurité devient plus faible grâce au refroidissement, tandis que le courant photonique ne diminue pas avec la température. Cependant, dans la Figure 3.20 les densités de courants passent bien par le zéro en abscisse, il n'y a donc pas de courant photonique parasite.
- Le deuxième cas, serait du courant surfacique provenant des flancs de la bariode représenté en Figure 3.22. Pour rappel, la bariode est de type nBp et nous avons évoqué en section 1.3.1 que pour les super-réseaux, quel que soit le type du matériau volumique, l'état de surface est de type N. Cela signifie, que les électrons sont alors les porteurs majoritaires à la surface alors que la barrière de potentiel est ici dans la bande de valence, elle ne bloque donc pas le flux de porteurs majoritaires à la surface. Ici, seule la couche contact a été gravée a priori, cependant il n'est pas impossible que la barrière ait été partiellement gravée. D'après [Marozas et al., 2018] si la barrière est exposée (donc gravée en partie aussi), alors du courant de surface de type tunnel sera présent... Il est fortement probable que c'est ce que nous pouvons observer ici.

3.4.2.2 Mesure de la contribution latérale

Les diodes shallow-etch rencontrent un problème qui leur est particulier, les porteurs générés (de façon thermique ou photonique) dans le voisinage de la diode peuvent diffuser latéralement et contribuer au courant (d'obscurité ou photonique selon le cas) comme cela est présenté en Figure 3.23. Ce phénomène a été constaté dans différentes bariodes, que le matériau soit massif ou SR [Plis et al., 2008, Aifer et al., 2010, Plis et al., 2010] et il est dû à l'absence de délimitation (gravure) de la zone d'absorption. Il s'agit d'un problème car dans la configuration matricielle, les porteurs photogénérés d'un pixel peuvent potentiellement diffuser jusqu'au pixel voisin, il s'agit du cross-talk.

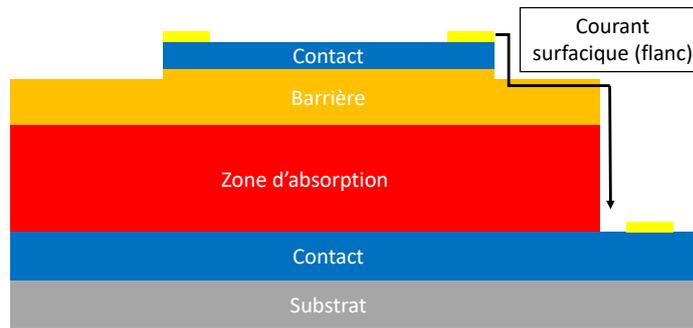


FIGURE 3.22 – Représentation du courant de fuite de surface sur les flancs de la bariode entre les contacts.

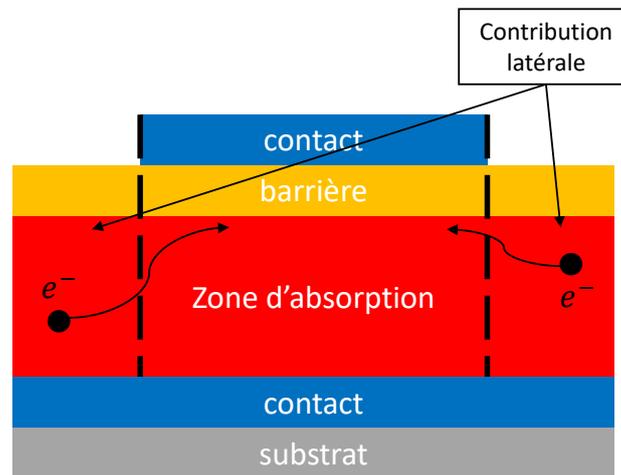


FIGURE 3.23 – Empilement simplifié de la bariode avec représentation des porteurs générés en dehors de la gravure délimitée au niveau de la couche contact. La gravure dans le cas deep-etch est représentée par les traits pointillés en noir. En l'absence de gravure deep-etch, les porteurs générés dans la zone d'absorption peuvent tous contribuer au courant si leur longueur de diffusion leur permet d'atteindre la barrière sous le contact.

Ainsi, la taille de la diode n'est pas définie par la délimitation de la gravure shallow mais par la taille de la gravure à laquelle il faut rajouter la longueur de diffusion latérale $L_{d,\parallel}$ des porteurs. La densité de courant doit être corrigée de cette longueur de diffusion qui rajoute une surface supplémentaire. Une méthode décrite par [Gopal, 1994] permet d'estimer cette longueur de diffusion latérale. En effet, si chaque diode a une aire supplémentaire en périphérie de la diode, alors l'aire supplémentaire (cas circulaire) peut être écrite :

$$\delta A = \pi(r + L_{d,\parallel})^2 - \pi r^2 \quad (3.8)$$

avec r le rayon de la diode gravée et $L_{d,\parallel}$ la longueur de diffusion latérale des porteurs minoritaires. Lorsque la taille de la diode diminue, le courant d'obscurité défini par la diode délimitée diminue,

jusqu'à devenir inférieur au courant d'obscurité dû à la contribution latérale. C'est pourquoi, nous étudions le courant d'obscurité en fonction de l'aire (taille gravée) de la diode à 80K (voir Figure 3.24a) afin d'évaluer la longueur de diffusion latérale.

Normalement en l'absence de contribution latérale, lorsque la taille de la diode est nulle le courant d'obscurité est nul aussi. Cependant en présence de contribution latérale, lorsque $r \rightarrow 0$, la courbe du courant coupe l'abscisse en δA . Il devient alors facile de calculer la longueur de diffusion latérale puisque lorsque $r \rightarrow 0$, $\delta A = \pi L_{d,\parallel}^2$. La longueur de diffusion que j'extrais de mes composants est de 34 μm , ce qui ne correspond pas à la valeur de 22 μm trouvée par IRnova [Höglund et al., 2018].

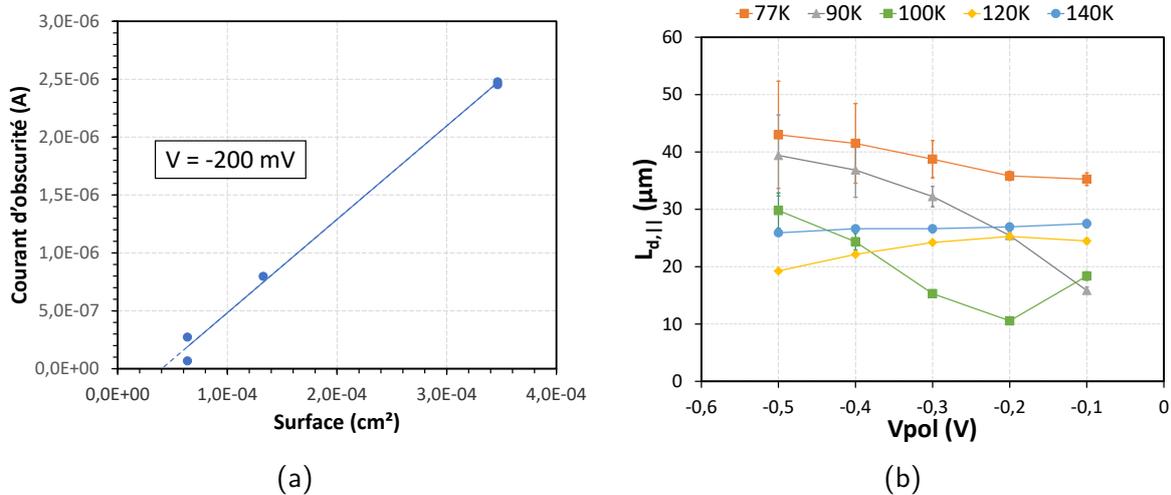


FIGURE 3.24 – a) Courant d'obscurité évalué à -200 mV et 80K en fonction de l'aire délimitée de la diode. L'intersection de la droite en courant avec l'abscisse donne l'aire supplémentaire due à la diffusion latérale. b) Évolution de la $L_{d,\parallel}$ extraite avec la tension de polarisation à différentes températures du détecteur. Les incertitudes affichées sont celles dues à l'ajustement de la droite du courant d'obscurité en fonction de la surface. Lorsque les incertitudes ne sont pas visibles, c'est parce qu'elles sont inférieures à la largeur de motif.

Malheureusement, les diodes caractérisées ne sont pas en régime de diffusion à basse température ($T < 100\text{K}$), il vient que les extractions réalisées à ces températures ne sont pas pertinentes a priori. Pour s'en rendre compte, nous avons étudié l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la surface pour différentes tensions appliquées et différentes températures. Les longueurs de diffusion latérales extraites sont représentées en Figure 3.24b. Les incertitudes sont également affichées, nous pouvons observer que l'incertitude augmente pour les faibles températures détecteur et les tensions de polarisation importantes. Normalement, en régime de diffusion, la longueur de diffusion ne doit pas évoluer avec la tension de polarisation appliquée, car les porteurs se déplacent seulement grâce au mécanisme de diffusion. De cette figure, nous pouvons constater que les longueurs de diffusion extraites pour des températures inférieures à 100K ne sont pas pertinentes puisqu'elles évoluent avec la tension de polarisation et leur incertitude est trop importante.

Il vient que la longueur de diffusion latérale interprétable est celle au dessus de 100K, elle possède une valeur moyenne d'environ 25 μm pour une température entre 120K et 140K. À 80K, la valeur de $L_{d,\parallel}$ est de 22 μm trouvée par [Höglund et al., 2018] sur une barrière de même design en régime de diffusion et la même technique d'extraction de la valeur. Sachant que le temps de vie [Connelly

et al., 2010] et la mobilité latérale des électrons [Umana-Membreno et al., 2012] du SR InAs/GaSb LWIR varient peu avec la température, il n'est pas étonnant de voir une longueur de diffusion latérale à 120K-140K proche de celle de 80K. Leurs valeurs respectives sont de $\tau \approx 30$ ns et $\mu \approx 12000$ $cm^2/V.s$, utilisant l'équation 1.9, nous avons une valeur de $L_{d,\parallel}$ de 21 μm environ à 140K, ce qui est très proche de la valeur estimée via notre mesure de courant d'obscurité!

3.4.3 Mesures du rendement quantique

Une fois le courant d'obscurité étudié, nous cherchons à caractériser le rendement quantique de la diode à $T_{det} = 80K$. Nous avons été capables de mesurer le rendement quantique pour différentes tensions de polarisation comme cela peut-être observé dans la Figure 3.25a. Tout d'abord au niveau de la forme du rendement quantique, deux choses peuvent-être notées. Premièrement, la forme globale du rendement quantique montre clairement une densité conjointe d'états du matériau plutôt de type 2D (que 3D) avec une pente de rendement quantique assez prononcée autour de la longueur d'onde de coupure à 50% qui est de 10.5 μm . Deuxièmement, des oscillations sont présentes, il s'agit d'oscillations Fabry-Perot due à la présence d'une couche d'arrêt dans l'empilement de la bariode dont l'indice de réfraction est différent du reste des couches.

En observant l'évolution du rendement quantique avec la tension de polarisation, nous pouvons constater qu'à 0V le rendement quantique est non nul. Cela est normal, car même s'il existe une légère barrière de potentiel dans la bande de conduction, l'alignement des minibandes, qui sont très larges, est déjà en partie en résonance. Appliquer une tension de polarisation permet alors de vaincre cette barrière de potentiel. D'où l'augmentation du rendement quantique jusqu'à saturation.

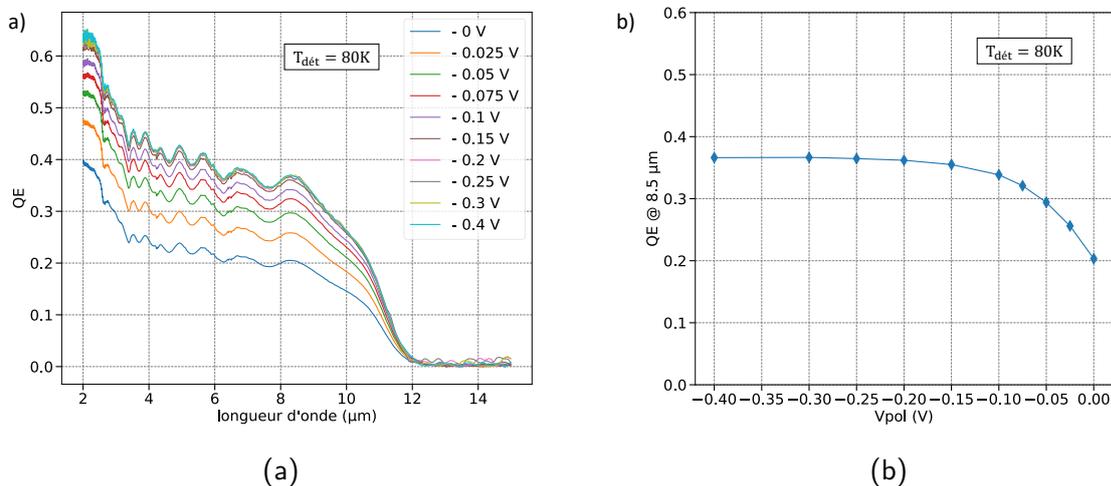


FIGURE 3.25 – a) Le rendement quantique en fonction de la longueur d'onde à différentes tensions de polarisation. b) Le rendement quantique évalué à 8.5 μm en fonction de la tension de polarisation.

Afin d'identifier la tension de polarisation qui permet de vaincre la barrière de potentiel dans la bande de conduction, le rendement quantique évalué à la longueur d'onde de 8.5 μm est tracé en fonction de la tension de polarisation en Figure 3.25b. La tension de polarisation à partir de laquelle le rendement quantique sature est -0.2V, nous l'appelons "turn-on". Dorénavant les rendements

quantique présentés dans la suite du chapitre sont tous évalués à la tension de polarisation de -0.2 V sauf mention contraire.

La valeur du rendement quantique semble plutôt élevée par rapport à nos attentes. En effet, les rendements quantique des barrières deep-etch et shallow-etch de même design de IRnova sont de 30% et 34% (à $\lambda = 9.5 \mu\text{m}$) respectivement et en configuration matricielle (double passage) [Höglund et al., 2018]. Or, ici le rendement quantique est à 30% à $\lambda = 9.5 \mu\text{m}$ en simple passage... Nous excluons tout problème dû au banc de mesure, son étude et la validation de la justesse de sa mesure ayant été faite au paragraphe 3.3.5.

J'étudie également le rendement quantique en fonction de la taille de la diode, dont les mesures sont présentées en Figure 3.26. Trois tailles de diodes ont été étudiées P1, P2 et P3 de diamètres optiques respectifs de 160 μm , 80 μm , 40 μm pour rappel. Nous pouvons constater que le rendement quantique évolue avec la taille de la diode, alors qu'il est sensé être le même quelle que soit la taille de la diode. De plus, le rendement quantique augmente lorsque la taille de la diode diminue. Ce phénomène a déjà été observé par Klipstein [Klipstein et al., 2019] lorsqu'il étudie le comportement de barrières de type "shallow-etch" SR InAs/GaSb LWIR de période similaire (14/8) à notre barrière. Cette évolution est due à la contribution latérale des porteurs générés en dehors de la taille délimitée par la gravure. Cela confirme qu'il y a bien une contribution latérale (comme observé sur les mesures de courant d'obscurité) dans la barrière que nous étudions.

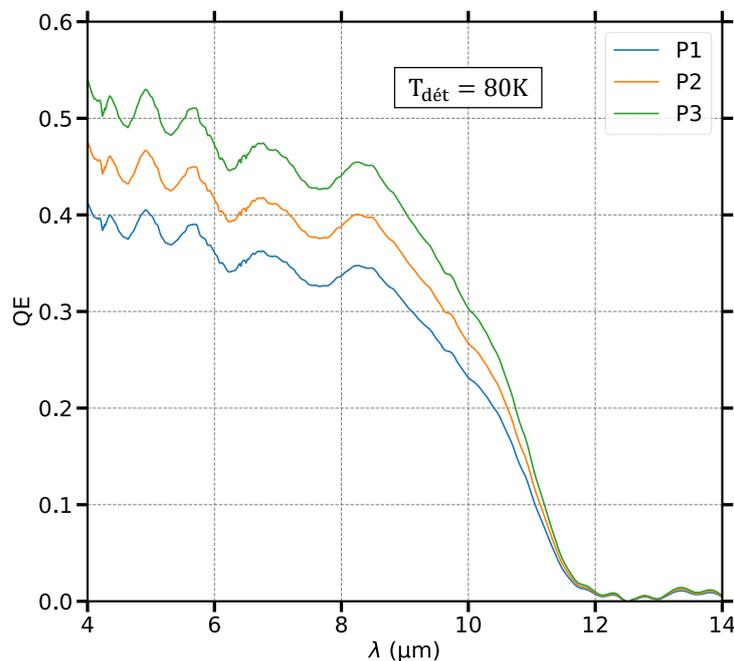


FIGURE 3.26 – Comparaison des rendement quantiques de diodes de tailles différentes

Ce résultat est surprenant car nous rappelons qu'il existe un report de contact métallique (cf paragraphe 3.1.1) qui empêche toute absorption de photons dans la périphérie immédiate. Nous dressons un schéma complet de la géométrie de la diode P1 dans la Figure 3.27. Comme nous pouvons le constater, le report du contact couvre en grande partie la périphérie directe de la diode. Le flux incident est alors réfléchi et aucune absorption de photons et donc photogénération de porteurs ne peut s'effectuer dans le voisinage directe de la diode. Il reste cependant une zone exposée au flux

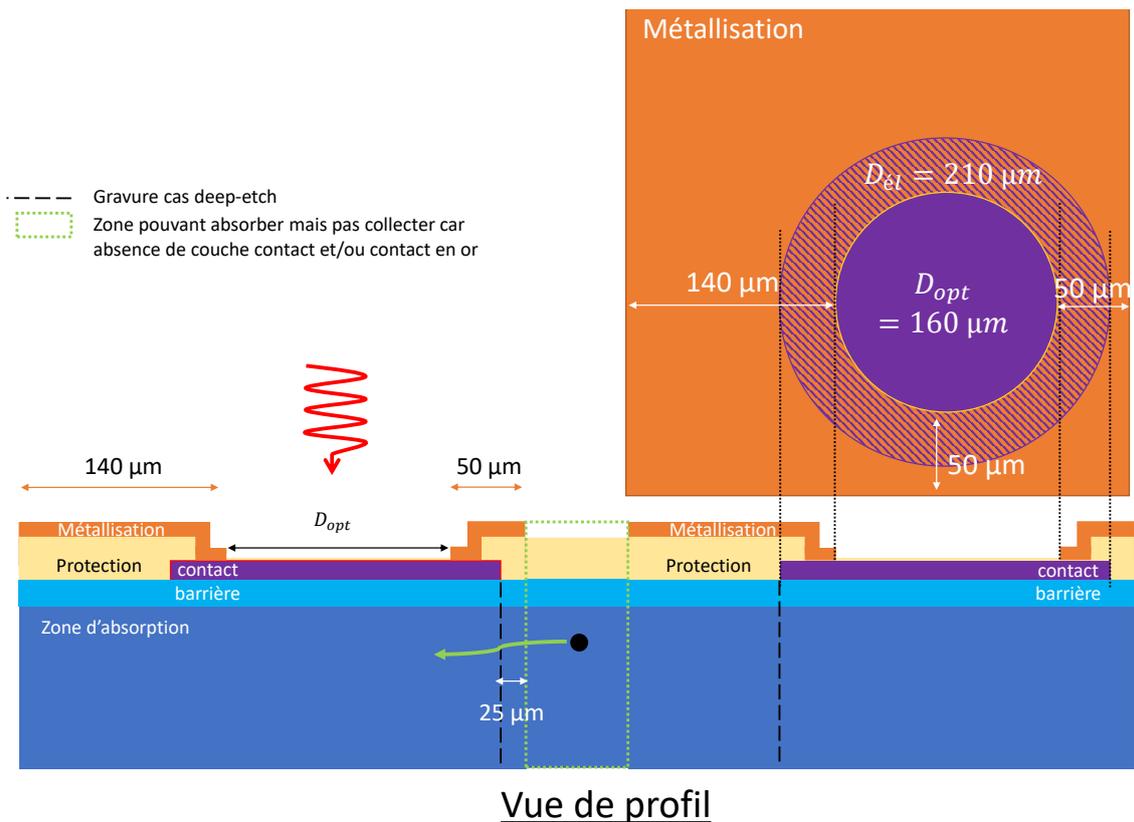


FIGURE 3.27 – Schéma de coupe des diodes P1 de l'échantillon caractérisé. L'encart dans la figure montre la vue du dessus avec les différentes dimensions d'une diode P1.

incident (vert pointillé dans le schéma). Dans cette configuration, un porteur pourra être collecté, s'il peut diffuser (flèche verte) depuis cette zone (vert pointillé) vers le diamètre électrique de la diode au moins. La distance minimale entre les deux est alors de 25 μm . Or, la longueur de diffusion latérale extraite via le courant d'obscurité est d'environ 25 μm , il est donc difficile (voire impossible) d'avoir une contribution latérale aussi élevée avec cette longueur de diffusion latérale.

3.4.4 Examen de la mesure optique

Les longueurs de diffusion latérale extraites via le courant d'obscurité et les résultats de rendement quantique ne sont pas compatibles. Cette divergence de résultat peut provenir de la nature de la génération des porteurs. En effet, dans la mesure via le courant d'obscurité, les porteurs sont générés thermiquement et de façon homogène dans la zone d'absorption. Tandis que dans la mesure via le rendement quantique, un porteur est généré lors de l'absorption d'un photon. C'est pourquoi nous allons étudier un peu plus en détails la mesure optique : dans un premier temps le courant photonique et dans un second temps la longueur d'onde à laquelle la mesure a été faite.

3.4.4.1 Étude du courant photonique

De la même manière que la $L_{d,||}$ a été extraite via des mesures de courant d'obscurité, nous avons décidé d'en faire de même avec la mesure de courant photonique. Pour rappel le courant photonique

est proportionnel à la surface du détecteur : $I_{ph} \propto A_d$ avec A_d la surface détecteur (voir paragraphe 3.2.3 pour la formule complète).

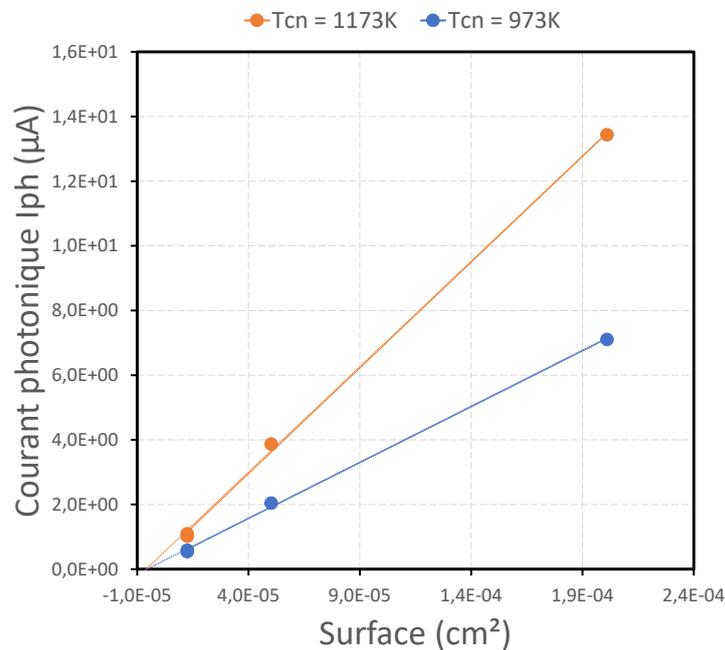


FIGURE 3.28 – Évolution du courant photonique avec la surface détecteur à 80K à -0.2V pour deux températures de corps noir différentes.

Ainsi, de la même manière que pour le courant d'obscurité, lorsque le rayon de la diode $r \rightarrow 0$, le courant photonique coupe l'abscisse à la valeur de la surface supplémentaire δA . Dans la Figure 3.28 le courant photonique est tracé en fonction de la surface (gravée) de la diode. Plusieurs tensions de polarisation après la tension de turn-on ont été utilisées pour la mesure de courant photonique, le résultat ne varie pas avec la tension de polarisation. Il s'agit de vérifier la cohérence de la mesure car nous rappelons que la longueur de diffusion latérale n'est pas sensée varier avec la tension de polarisation. Ensuite la mesure est effectuée à deux températures de corps noir différentes comme présentée en Figure 3.28, la surface supplémentaire identifiée est strictement la même dans les deux cas. Il vient que la surface supplémentaire extraite est d'environ $468 \mu m^2$, ce qui constitue une très faible surface supplémentaire pour cette diode P1. En prenant en compte la géométrie de la diode, nous obtenons une longueur de diffusion latérale de $30 \mu m$, ce qui est très proche finalement de la $L_{d,\parallel}$ extraite via le courant d'obscurité. Le calcul de la longueur de diffusion latérale est abordé plus en détails dans le Chapitre 4 au paragraphe 4.3.2.2.

3.4.4.2 Influence de la longueur d'onde de mesure

L'absorption n'est pas homogène en longueur d'onde dans la zone d'absorption. En effet les photons de petite longueur d'onde sont absorbés de façon plus importante que les photons de grande longueur d'onde. Il y a potentiellement, une génération plus importante de porteurs proche de l'interface barrière/zone d'absorption, ce qui pourrait fausser l'extraction de la longueur de diffusion latérale. Afin de vérifier ce phénomène, deux mesures de rendement quantique dans des configurations expérimentales différentes sont comparées. La première configuration utilise un filtre spectral centré sur 3.25

μm tandis que la deuxième configuration est centrée sur $9 \mu\text{m}$ environ. Les détails des deux configurations de mesure sont résumées dans la Table 3.3. La comparaison des rendements quantique en Figure 3.29 montre qu'il n'y aucune différence entre les deux configurations. Nous pouvons donc exclure l'hypothèse d'une photogénération non homogène des porteurs qui pourrait fausser le rendement quantique.

TABLE 3.3 – Détails des configurations de mesure utilisées

	Configuration 1	Configuration 2
Filtre optique	[$3 \mu\text{m}$; $3.5 \mu\text{m}$]	[$8 \mu\text{m}$; $10.5 \mu\text{m}$]
Type de Corps noir	Cavité Diamètre 25.4 mm	Étendu taille 106 mm
Températures corps noir T_{CN}	[773K-1273K]	[333K-373K]
Nombre d'ouverture	6.4	2.6

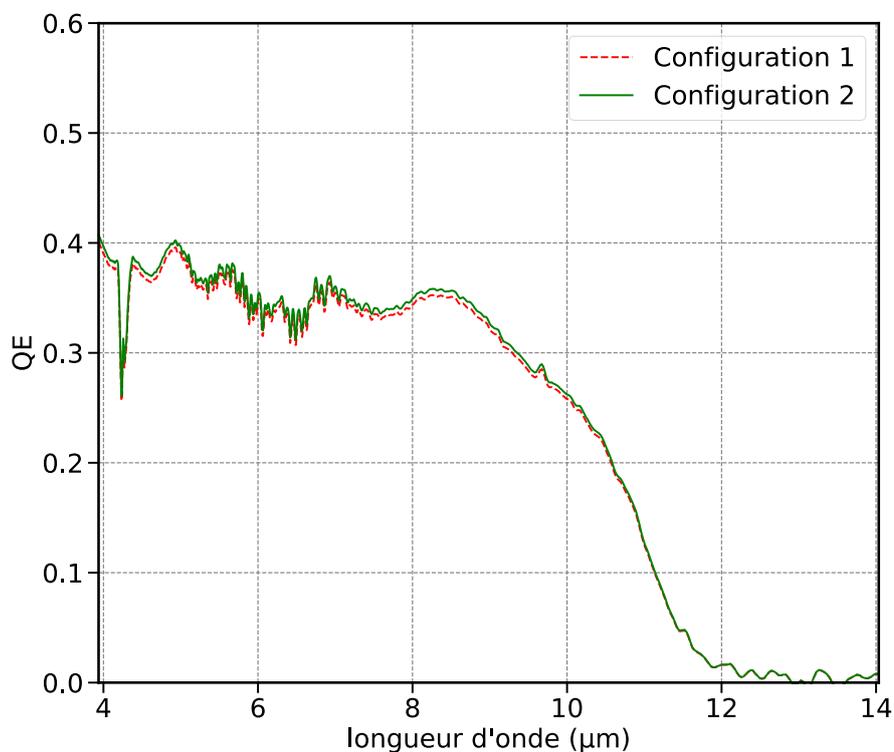


FIGURE 3.29 – Comparaison des rendement quantiques mesurés à l'aide de configurations de mesure différentes

Ainsi, que cela soit la mesure optique ou électrique, le tracé du courant en fonction de la surface de la diode ne permet pas d'expliquer la contribution supplémentaire observée sur le rendement quantique.

Ces extractions reposent sur des ajustements de courbes dont la précision peut-être remise en question au vu du nombre de points analysés et l'extraction de la surface repose sur une approximation (lorsque $r \rightarrow 0$). Tandis que la mesure de rendement quantique est une mesure dont la précision a été éprouvée, et les résultats de rendement quantique obtenus sont similaires à ceux obtenus par Klipstein [Klipstein et al., 2019]. Ses résultats reposent sur différentes mesures expérimentales confrontées à différents types de calculs théoriques précis, qui lui donnent la même longueur de diffusion latérale quelle que soit la méthode. D'ailleurs, il n'utilise pas l'analyse du courant en fonction de la surface comme méthode d'analyse. C'est pourquoi nous choisissons de nous appuyer sur la mesure de rendement quantique. Ces résultats montrent au final que la technique d'ajustement de courbes du courant en fonction de la surface ne serait pas aussi fiable que nous le pensions.

3.4.5 Synthèse

L'étude des performances électro-optiques d'une barrière shallow-etch montre d'abord qu'une étude complète en tension de polarisation est nécessaire afin d'identifier la tension de turn-on, tension pour laquelle une barrière de potentiel éventuelle, empêchant le passage des porteurs minoritaires, est vaincue. Ensuite, dans le cas d'une gravure shallow-etch, les porteurs générés thermiquement ou optiquement dans la partie non gravée peuvent diffuser latéralement et contribuer au courant. Il vient que la détermination de la densité de courant ou du rendement quantique est délicate car il faut déterminer la surface réelle de collecte qui doit prendre en compte la longueur de diffusion latérale. Nous avons utilisé une technique habituellement utilisée par la communauté qui consiste à mesurer le courant d'obscurité en fonction de la surface de la diode afin de déterminer la surface supplémentaire de collecte et d'en extraire la longueur de diffusion latérale. Cependant, les résultats ne sont pas compatibles avec la mesure de rendement quantique. Une dernière méthode consisterait à simuler le rendement quantique d'une barrière deep-etch. Malheureusement nous avons trop d'inconnues pour pouvoir appliquer cette méthode : le coefficient d'absorption et la longueur de diffusion verticale qui sont les paramètres clés de la simulation sont des données manquantes. Si pour le coefficient d'absorption, des valeurs de la littérature peuvent être utilisées, en revanche la longueur de diffusion verticale est trop dépendante de l'échantillon caractérisé. Il vient que baser la simulation sur deux paramètres clés, provenant de la littérature uniquement, ne nous garantit pas que le résultat que nous obtiendrions serait représentatif du rendement quantique de notre échantillon. C'est pourquoi une étude plus fine et plus riche en échantillons est nécessaire.

3.5 La mesure d'absorption

L'étude précédente a montré que la mesure de rendement quantique de bariode shallow-etch nécessite de simuler le rendement quantique, le coefficient d'absorption est un des paramètres clés de cette simulation, il convient alors de le mesurer.

Le banc de caractérisation de la transmission d'échantillons qui a été développé dans le cadre de la thèse de Julien Imbert [Imbert, 2015] a été utilisé ici. Je présente dans la suite le principe de la mesure ainsi que le banc expérimental de mesure.

3.5.1 Principe de la mesure

Le principe de la mesure d'absorption est présenté en Figure 3.30. À l'aide du FTIR des mesures de transmission sont effectuées sur des échantillons spécifiques, dont la structure a été présentée au paragraphe 3.1. En effet, nous cherchons à obtenir la transmission de la zone absorbante afin d'en déduire l'absorption. Cependant, l'épitaxie est faite sur un substrat, ayant sa propre transmission et que nous ne pouvons pas enlever. C'est pourquoi, la mesure est effectuée en deux temps avec un faisceau de signal incident I_0 . Dans un premier temps une mesure de transmission est effectuée sur le substrat seul $I_{T1} = I_0 \times T_{sub}$. Puis dans un deuxième temps, une mesure de transmission est effectuée sur l'échantillon $I_{T2} = I_0 \times T_{sub} \times T_{SR}$. La transmission de l'épitaxie est donc obtenue par division du signal de l'échantillon I_{T2} par le signal transmis à travers le substrat seul I_{T1} . Il est donc important que le substrat qui sert de référence soit le même pour les deux mesures, que cela soit en épaisseur ou en dopage, qui peuvent modifier les propriétés de transmission du matériau GaSb. Ainsi le coefficient d'absorption de la zone d'absorption se déduit :

$$\alpha = -\frac{\ln(1 - A)}{d} \quad (3.9)$$

avec $A = 1 - T_{SR}$ l'absorption de l'échantillon, d l'épaisseur de la zone d'absorption. Nous pouvons noter que j'ai considéré l'absorption des barrières de GaSb de 400 nm d'épaisseur de l'échantillon comme étant négligeables (cf paragraphe 3.1.2) .

3.5.2 Présentation du banc

Le banc que j'ai utilisé pour la mesure de transmission des échantillons à l'aide du FTIR est photographié en Figure 3.31. J'ai utilisé un cryostat à circulation de type JANIS (comme pour la mesure de rendement quantique), pour pouvoir faire des mesures à différentes températures également. Les hublots utilisés sont en CaF₂, qui présentent une transmission plate dans le MWIR. Dans le cryostat, les échantillons sont placés en même temps dans une équerre (Figure 3.31, à droite), il me suffit alors de déplacer le cryostat dans le chemin optique du FTIR pour pouvoir mesurer la transmission de mes différents échantillons.

Des exemples de transmission (multiplié au spectre de la source) à travers un échantillon (avec substrat) et le substrat seul sont présentés en Figure 3.32. Nous pouvons observer que le substrat de l'échantillon et le substrat seul sont bien les mêmes puisque les signaux se superposent.

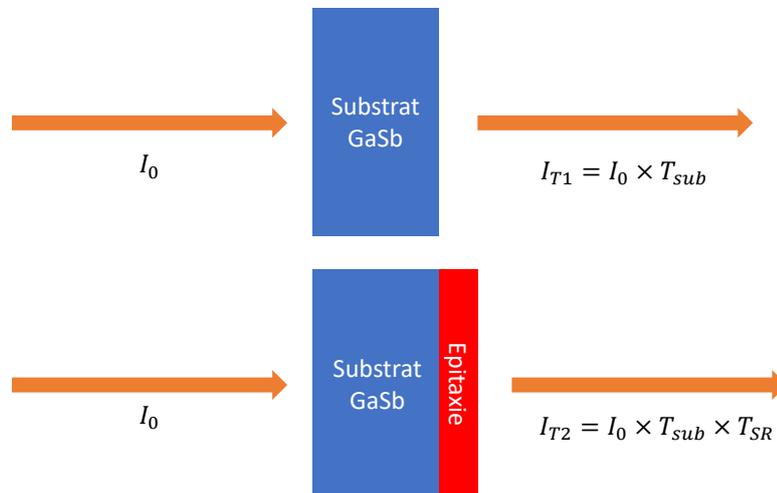


FIGURE 3.30 – Schéma du principe de la mesure d'absorption à l'aide du FTIR.



FIGURE 3.31 – Photographie du banc de mesure d'absorption. À gauche, le banc placé pour la mesure de transmission au FTIR. À droite, le placement de l'échantillon et du substrat sur une équerre (support) percée et fixée sur le doigt froid.

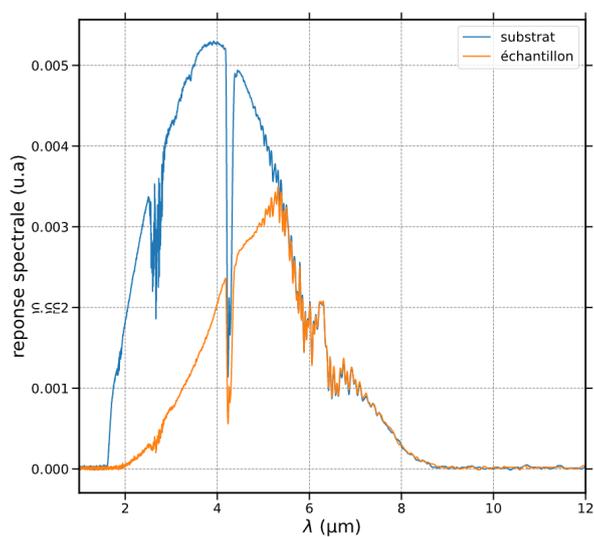


FIGURE 3.32 – Réponses spectrales obtenues avec le FTIR pour des spectres de transmission à travers un échantillon (spectre orange) et à travers le substrat seul (spectre bleu).

3.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre j'ai détaillé l'ensemble des moyens expérimentaux et des méthodes de mesure mis en œuvre pour la caractérisation des performances électro-optiques des photodétecteurs bariode à super-réseaux.

Tout d'abord, j'ai présenté la réalisation des échantillons composants avec ses différentes étapes de fabrication, ainsi que les échantillons matériau. Ces structures sont réalisées à l'IES, la première servira à la mesure des performances électro-optique du design, tandis que la deuxième permettra l'évaluation des performances du matériau (temps de vie et absorption).

Ensuite, j'ai présenté le principe de la mesure de rendement quantique effectué à l'ONERA qui s'effectue en deux étapes : mesure de la réponse spectrale et mesure du courant photonique sous flux contrôlé. Puis, j'ai détaillé le développement que j'ai effectué pour fabriquer un banc de mesures de performances électro-optiques pour des photodétecteurs fonctionnant dans le MWIR ou le LWIR et à différentes températures de fonctionnement. En effet, la conception de l'écran froid et l'alignement avec le corps noir cavité est non triviale, il fallait s'assurer que tous les monoéléments aient la même ouverture qu'ils soient sur l'axe optique ou non. Et surtout, qu'ils ne voient que le corps noir cavité avec l'émissivité garantie par le fabricant. J'ai ensuite qualifié le fonctionnement du banc, qui a montré des performances satisfaisantes en descente en température pour nos besoins, puis j'ai vérifié que l'ouverture vue par les détecteurs étaient bien celle que nous avons définie.

La méthodologie de mesure des performances électro-optique des bariodes shallow-etch est alors étudiée dans le cas d'une bariode SR InAs/GaSb LWIR. En effet, deux évolutions importantes ont eu lieu depuis la photodiode PIN : d'une part, la tension de polarisation joue un rôle important dans le fonctionnement d'une bariode et d'autre part, la gravure shallow-etch ne définit pas la surface de collecte de la bariode : il faut prendre en compte également la longueur de diffusion latérale. La mesure de la longueur de diffusion latérale via une technique communément utilisée par la communauté (courant en fonction de la surface détecteur) ne permet pas de corriger le rendement quantique mesuré sur nos bariodes. Il vient qu'il est alors impossible de retrouver le rendement quantique effectif de la bariode shallow-etch avec seulement ces mesures.

Une autre étude consisterait alors à comparer les rendements quantique de bariode shallow-etch et deep-etch, la différence provenant alors de la contribution latérale des porteurs. Cependant, la différence de rendement quantique pourrait provenir aussi d'une différence de performance entre les deux composants. C'est pourquoi, afin de s'assurer que cette différence provienne seulement de la contribution latérale, nous pourrions également simuler le rendement quantique de la bariode deep-etch et d'en extraire la longueur de diffusion verticale qui sera alors comparée à la valeur de la littérature pour un composant similaire. En complément, nous pourrions également caractériser un composant avec une troisième profondeur de gravure, afin de statuer sur l'influence ou non de la gravure sur les performances électro-optiques du composant. Cette stratégie de mesure est appliquée pour la caractérisation des composants HOT MWIR Ga-free étudiés dans le prochain chapitre.

Étude des performances électro-optiques d'une barrière super-réseaux InAs/InAsSb HOT MWIR

Sommaire

4.1	Empilement des barrières étudiées	145
4.2	Mesures de courant d'obscurité	147
4.3	Étude du rendement quantique	150
4.3.1	Rendement quantique des barrières deep-etch	150
4.3.1.1	Mesure expérimentale du rendement quantique	150
4.3.1.2	Extraction de la longueur de diffusion verticale	154
4.3.2	Rendement quantique des barrières shallow-etch et mid-etch	157
4.3.2.1	Mesures expérimentales	158
4.3.2.2	Extraction de la longueur de diffusion latérale	159
4.4	Étude des propriétés de transport des trous	161
4.4.1	Justification des hypothèses effectuées	161
4.4.2	Anisotropie du transport	162
4.4.3	Étude expérimentale en température	165
4.4.4	Identification des mécanismes limitants du transport	169
4.5	Optimisation de la structure SR InAs/InAsSb	173
4.6	Conclusion du chapitre	177

Dans ce chapitre, j'étudie un design de barrière SR InAs/InAsSb HOT MWIR via des mesures de rendement quantique et de courant d'obscurité. Trois types de gravures sont effectuées (shallow-etch, mid-etch et deep-etch) et j'étudie leur influence sur les performances électro-optiques des barrières. La mesure de paramètres matériaux (absorption, temps de vie) me permet alors d'effectuer des calculs de rendements quantique et d'extraire des longueurs de diffusion puis de retrouver la surface réelle de collecte de la barrière shallow-etch. Ensuite, les longueurs de diffusion extraites sont exploitées pour qualifier la nature du transport des porteurs dans la structure. Après identification de ces mécanismes,

je dresse des pistes d'optimisation en vue d'améliorer le rendement quantique et le courant d'obscurité du composant étudié.

4.1 Empilement des barrières étudiées

Je présente ici l'empilement des barrières étudiées ainsi que les profondeurs de gravure réalisées dans le cadre de l'étude de l'influence de la gravure sur les performances électro-optiques du design. Ce design est inspiré directement de celui publié en 2018 par l'équipe du Jet Propulsion Laboratory (JPL) [Ting et al., 2018]. Trois types de barrières de même empilement (cf Figure 4.1) ont été fabriquées, elles diffèrent par la profondeur de gravure qui a été appliquée. Ces barrières appartiennent au même wafer (appelé E743) et nous les nommons en fonction de leur profondeur de gravure : E743S pour la shallow-etch dont la gravure s'arrête juste avant la barrière, E743M pour la mid-etch dont la gravure s'arrête au milieu de la zone d'absorption et E743D pour la deep-etch pour laquelle la zone d'absorption est complètement gravée. La température de fonctionnement visée avec ces structures est 150K.

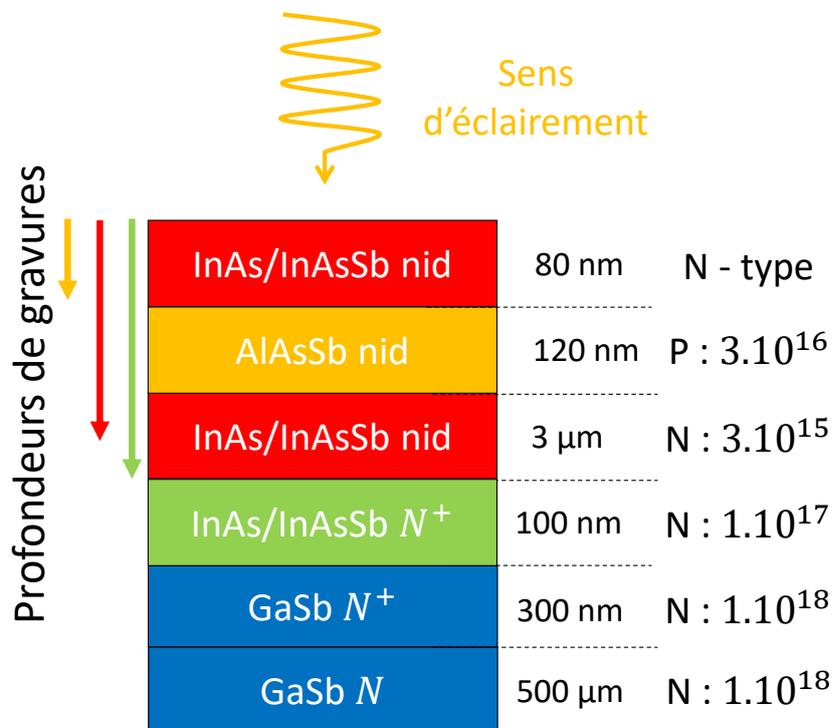


FIGURE 4.1 – Empilement de la barrière SR MWIR InAs/InAsSb. Les dopages et les épaisseurs des couches sont indiqués. Les profondeurs de gravure shallow-etch, mid-etch et deep-etch sont de 80 nm, 1.7 µm et 3.2 µm, respectivement.

Aucune des trois couches du design de la barrière (couche contact CC, couche barrière CB et zone d'absorption ZA) n'ont été dopées ici, nous parlons alors de couche non intentionnellement dopée (n.i.d) et de dopage résiduel. Nous détaillons les couches de bas en haut :

- **La zone d'absorption ZA** de 3 µm en InAs/InAsSb (n.i.d) de dopage résiduel N. La période choisie est de 41/14 Å avec une proportion de Sb pour le ternaire de $x = 35\%$, soit un ternaire $\text{InAs}_{0.65}\text{Sb}_{0.35}$. Ce sont donc les trous qui sont les porteurs minoritaires. La proportion de Sb et la période ont été choisies de façon à maximiser le recouvrement (cf paragraphe 1.2.2.1).
- **La barrière CB** est en $\text{AlAs}_{0.09}\text{Sb}_{0.91}$ (n.i.d) de dopage résiduel P. Cette barrière a été choisie

1. Empilement des barrières étudiées

car elle possède un alignement de gap idéal avec la zone d'absorption pour créer une importante barrière de potentiel dans la bande de conduction.

- **La couche contact CC**(top contact) en InAs/InAsSb (n.i.d) de dopage résiduel N. D'après une étude de Marie Delmas sur les bariodes [Delmas, 2015], avoir un dopage de type opposé à celui de la zone d'absorption permettrait de réduire la barrière de potentiel qui pourrait exister dans la bande de valence, ce qui permettrait alors de réduire la tension de turn-on V_{on} , qui est la tension externe à appliquer pour enlever complètement cet offset de bande de valence. En revanche, le courant GR apparaîtra également plus rapidement puisque moins d'électrons s'accumulent à l'interface barrière/zone d'absorption, le champ électrique pouvant alors s'étendre dans la zone d'absorption. C'est pourquoi, nous préférons le dopage N.

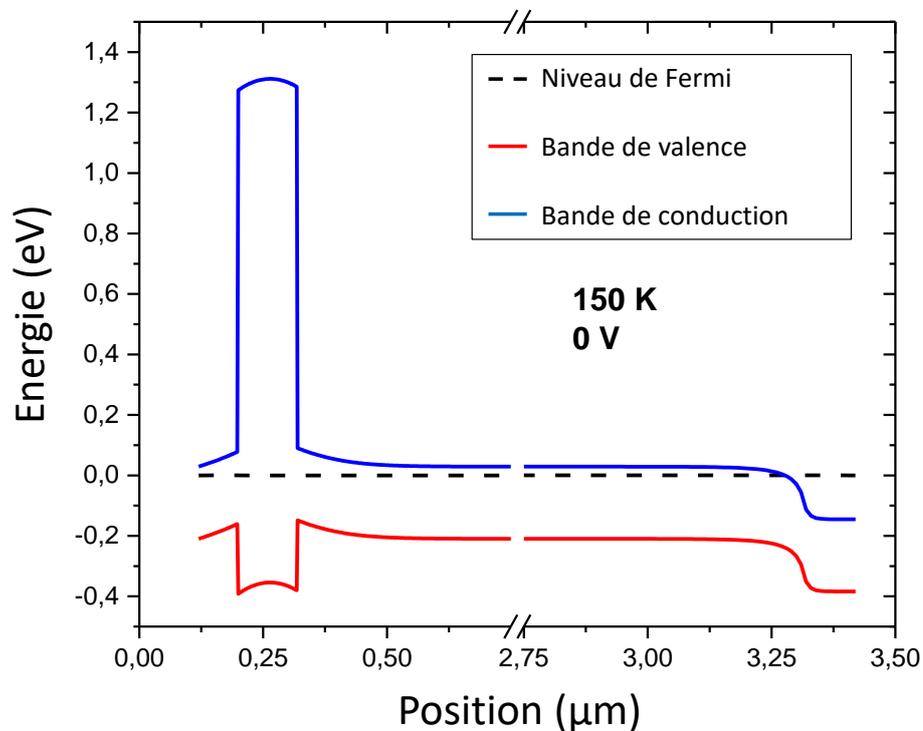


FIGURE 4.2 – Diagramme de bandes de la barrière InAs/InAsSb étudiée à 150K et 0V (par M. Bouschet).

Le diagramme de bande de la barrière (a priori commun aux trois gravures) a été calculé par l'IES à une température détecteur $T = 150\text{K}$ et une tension de polarisation $V_{pol} = 0\text{V}$. Nous pouvons remarquer sur cette figure, que les électrons majoritaires sont bien bloqués par une grande barrière de potentiel dans la bande de conduction et sont repoussés vers le bottom contact. Les trous sont eux bloqués de part et d'autre par l'existence de barrières de potentiel dans la bande de valence. La barrière dans la bande de valence au niveau du bottom contact permet de repousser les trous vers le top contact afin qu'ils soient collectés. Tandis qu'au niveau de la barrière, nous n'avons pas de connaissance sur la hauteur de la barrière de potentiel à cause de l'utilisation d'un matériau massif en AlAsSb pour la barrière qui rend difficile la connaissance exacte de la barrière de potentiel dans la bande de valence. La représentation faite est donc simplement une représentation de principe. Nous allons donc observer les performances de ce design en termes de courant d'obscurité et de rendement quantique.

4.2 Mesures de courant d'obscurité

Les mesures de courant d'obscurité sont effectuées sur les trois barrières afin d'observer l'impact de la gravure sur la performance électrique. La densité de courant d'obscurité à 150K des trois barrières est représentée en Figure 4.3a. Ce sont les tensions négatives qui permettent de réduire la barrière de potentiel dans la bande de valence, donc nous nous intéressons à la partie négative des polarisations. Nous pouvons constater qu'il n'y a pas de plateau de diffusion. Le régime de diffusion du courant d'obscurité n'est donc pas atteint quelle que soit la gravure. La densité de courant d'obscurité de la barrière E743S est plus élevée que celle des diodes E743D et E743M qui elles sont égales. Le résultat de la barrière E743S était attendu à cause de l'existence d'une surface supplémentaire qu'il est nécessaire de prendre en compte (non fait ici). En revanche, le fait que la barrière E743M a la même densité de courant que la E743D n'était pas attendu. En effet, nous nous attendions à avoir une contribution latérale réduite mais toujours présente, puisque la moitié de la ZA a été gravée. Cependant, ici, il semblerait que la gravure mid-etch aie permis de supprimer complètement la contribution latérale. L'étude du rendement quantique devrait permettre de vérifier ce résultat ou non.

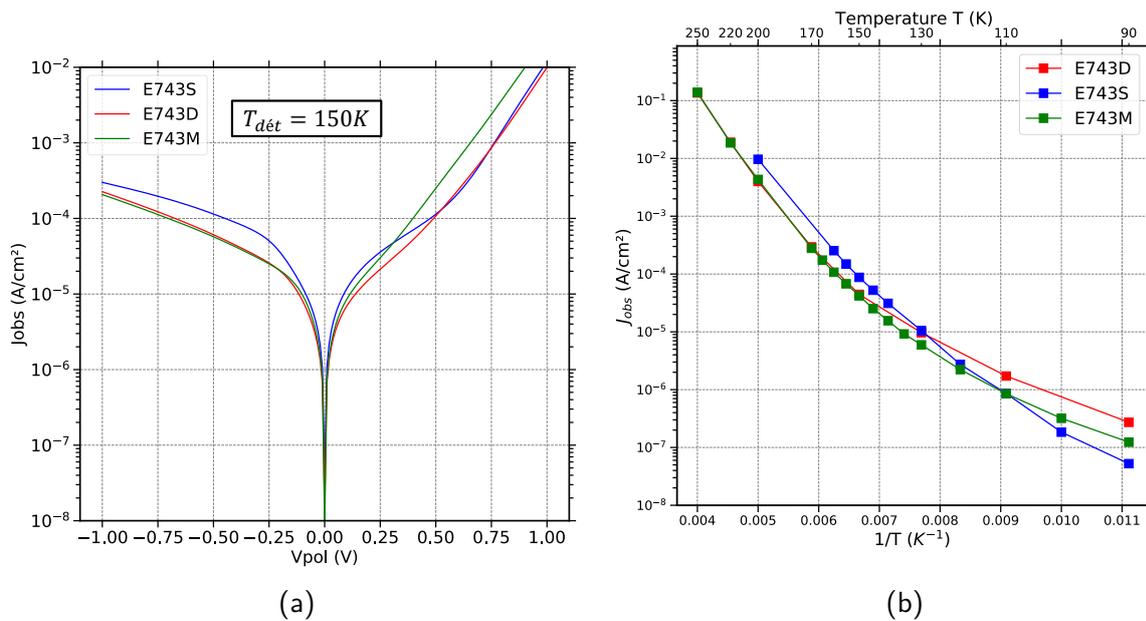


FIGURE 4.3 – a) Densité de courant d'obscurité non corrigée à 150K en fonction de la tension de polarisation pour des diodes P1. b) Diagramme d'Arrhénius de la densité de courant d'obscurité des trois barrières extrait à -0.4V.

Pour nous en assurer, nous traçons également le diagramme d'Arrhénius de la densité de courant d'obscurité en Figure 4.3b. Nous pouvons constater qu'à haute température la densité de courant est strictement la même pour les barrières E743D et E743M. La barrière E743S possède une densité de courant d'obscurité plus élevée, confirmant notre observation précédente. En revanche, à basse température les trois barrières diffèrent en comportement. La barrière E743D est celle qui a la densité de courant la plus élevée tandis que la barrière E743S est celle avec la plus faible densité de courant, la barrière E743M a une valeur de courant intermédiaire entre celles des deux autres barrières. Ce résultat pouvait être attendu. En effet, la gravure deep va exposer la zone d'absorption ce qui peut provoquer l'existence de courants de type surfacique, tandis que la gravure shallow-etch l'en protège, ce qui se

2. Mesures de courant d'obscurité

traduit par une faible densité de courant pour la barrière E743S. La performance de la barrière E743M est plus complexe à interpréter. Néanmoins, comme seulement la moitié de la ZA est exposée, nous pouvons alors en déduire que la valeur de courant d'obscurité sera effectivement intermédiaire entre celles de la barrière E743D et E743S.

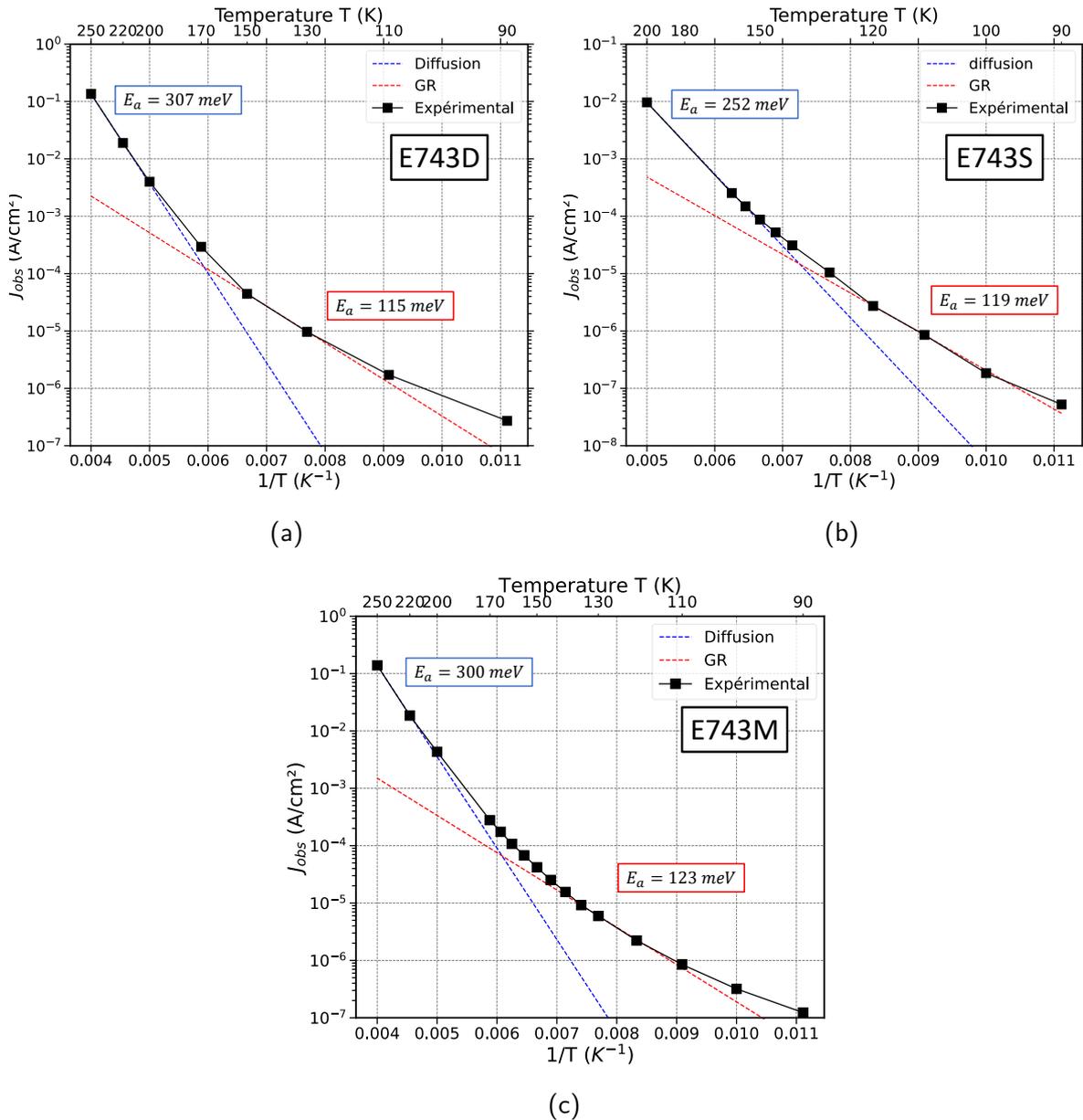


FIGURE 4.4 – Diagrammes d'Arrhénius des barrières a) E743D, b) E743S, et c) E743M avec les identifications des différents régimes de courant d'obscurité. Le gap de la structure est de 265 meV à 150K. Les ajustements de courbe ont été choisis pour les 3-4 premiers points à haute température pour le régime de diffusion, tandis que pour le régime GR les points choisis sont entre 110K et 150K.

Nous analysons les diagrammes d'Arrhénius à la tension $V = -0.4\text{V}$ (V_{on} identifié plus loin dans le paragraphe 4.3) pour connaître le régime de courant d'obscurité dans lequel se trouvent chacune

de nos barrières. À haute température ($T > 170\text{K}$) chaque barrière semble être en régime de diffusion, tandis qu'à basse température ($T < 150\text{K}$) les barrières sont en régime GR. Cependant, nous notons que l'énergie d'activation extraite à haute température est supérieure à celle du gap (265 meV à 150K). Normalement, la barrière étant vaincue, l'énergie d'activation doit être proche du gap. Nous étudions donc l'énergie d'activation en fonction de la tension de polarisation dans la Figure 4.5, afin de voir à partir de quelle tension elle sature car la barrière est vaincue. Cependant, l'énergie d'activation ne sature pas, elle continue à diminuer. Au vu des hautes valeurs de polarisation, il est fort probable que le régime GR devient comparable au régime de diffusion même à ces hautes températures, ce qui fausse alors l'extraction des énergies d'activation. Au vu du nombre de paramètres variant avec la tension de polarisation, il devient très difficile d'identifier exactement ces régimes.

Au final, pour les trois barrières, le régime GR est dominant à 150K. Cependant seule la barrière E743S reste dans ce régime à basse température tandis que les deux autres barrières commenceraient à avoir de la contribution de courant surfacique. L'analyse des densités de courant d'obscurité nous a donc permis de constater qu'à 150K le régime GR est limitant quelle que soit la gravure. Cela signifie que, malheureusement, une zone de charge d'espace (ZCE) se forme entre la barrière et la zone d'absorption. Nous allons étudier, dans la suite, les conséquences de la profondeur de gravure sur le rendement quantique.

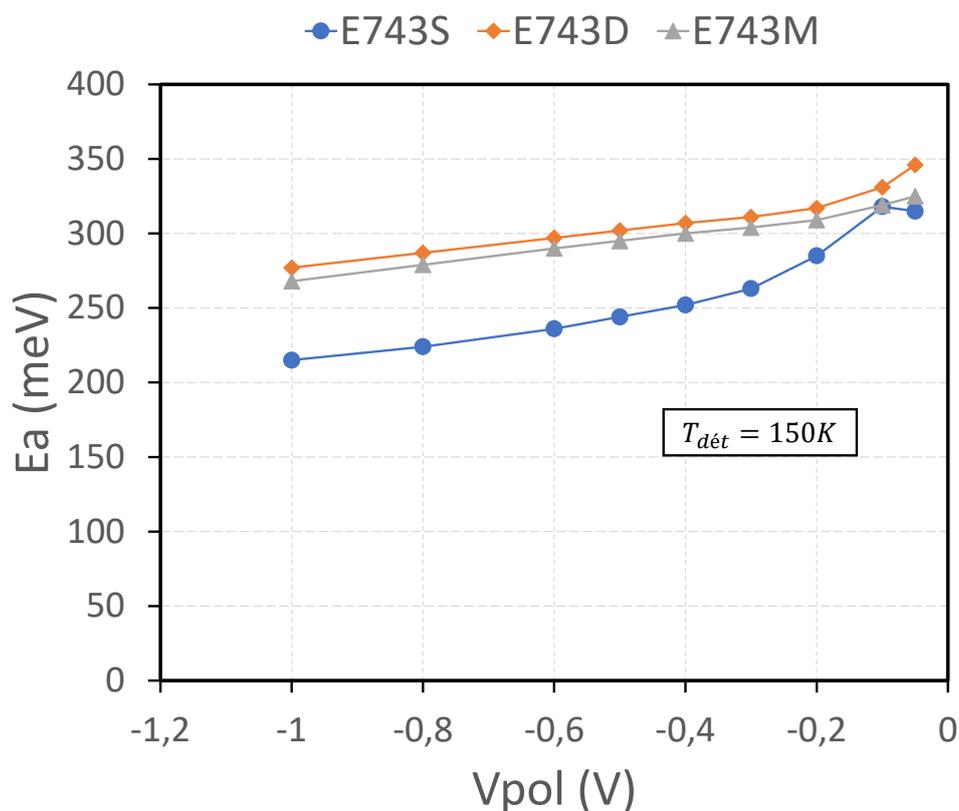


FIGURE 4.5 – Évolution de l'énergie d'activation extraite à haute température ("régime de diffusion") en fonction de la tension de polarisation.

4.3 Étude du rendement quantique

Des mesures de rendement quantique ont été réalisées grâce au banc expérimental développé que nous avons détaillé dans le Chapitre 3. L'objectif de l'étude est de mesurer la performance de rendement quantique de notre design et d'en extraire les propriétés de transport qui nous seront utiles pour l'optimisation de la structure. Les longueurs de diffusion extraites seront admises comme étant les longueurs de diffusion verticale (dans l'axe de croissance) dans le cadre du calcul du rendement quantique de la barrière E743D et latérale (parallèle aux plans des couches) pour l'étude du rendement quantique de la barrière E743S. Ces hypothèses seront justifiées lors de l'étude des propriétés de transport.

4.3.1 Rendement quantique des barrières deep-etch

4.3.1.1 Mesure expérimentale du rendement quantique

Le rendement quantique de la barrière E743D a été mesuré pour différentes températures et différentes tensions de polarisations. Il est représenté pour trois températures dans la Figure 4.6. Plusieurs remarques peuvent être faites sur le rendement quantique. Tout d'abord, la forme du rendement quantique montre une structure 3D plutôt que 2D (pas de densité conjointe d'états bidimensionnelle), et la pente au niveau de la longueur d'onde de coupure n'est pas très raide. À 150K, la longueur d'onde de coupure à 50% est à $\lambda_c = 4.7 \mu\text{m}$, soit un gap de 265 meV ce qui est très proche du gap de diffusion extrait avec les diagrammes d'Arrhénius du courant d'obscurité (voir paragraphe 4.2).

Ensuite, le rendement quantique évolue avec la tension de polarisation de façon importante pour ensuite saturer après une certaine valeur de tensions de polarisation. Il s'agit de l'abaissement de la barrière de potentiel dans la bande de valence, cela était prévisible d'après le calcul du diagramme de bande. Puis, la valeur de rendement quantique semble élevée : 55% au maximum à 200K. La littérature pour cette structure [Ting et al., 2018] nous donne un rendement quantique similaire mais en double passage. Il n'y a pas de contribution périphérique supplémentaire puisqu'il s'agit d'une gravure deep-etch. Il s'agirait peut-être de la ZCE qui améliore la collecte des porteurs. Enfin, le rendement quantique augmente avec la température détecteur, il ne s'agit pas d'un résultat nécessairement attendu.

Nous avons dans un second temps observé le rendement quantique évalué à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$, en fonction de la tension de polarisation en Figure 4.7. Le rendement quantique augmente avec la tension de polarisation jusqu'à atteindre la tension de "turn-on" qui est $V_{ON} = -0.4V$. A partir de cette tension, le rendement quantique continue à évoluer mais plus lentement au lieu de saturer. Cela s'observe surtout à basse température, cette augmentation du rendement quantique serait liée à l'élargissement de la ZCE dans la zone d'absorption. Si le rendement quantique augmente, c'est parce que la longueur de diffusion des porteurs dans la ZA serait insuffisante à ces températures. Les porteurs se recombinent avant d'arriver au niveau de la barrière où le champ électrique les accélère ce qui permet de les collecter. Ainsi, élargir la ZCE permet de mieux collecter les porteurs, d'où cette augmentation du rendement quantique avec la tension de polarisation après la tension de "turn-on". D'ailleurs, nous observons que la pente diminue lorsque la température augmente, jusqu'à quasiment saturer à haute température. Pour ce qui est de l'influence de la température, nous voyons clairement que le rendement quantique augmente avec la tension de polarisation, jusqu'à saturer à 200K-220K

où il n'augmente plus. Enfin, le rendement quantique à 0V est nul à basse température, comme nous pouvions nous y attendre avec le calcul du diagramme de bande. En revanche, il devient non nul à partir de 150K-170K, ce que nous pourrions attribuer à l'énergie d'agitation thermique qui permet aux trous de passer la barrière de potentiel dans la bande de valence. Cependant, la hauteur de la barrière dans la bande de valence est d'environ 200 meV tandis que l'énergie d'agitation thermique ($k_B T/q$) est d'environ 13 meV à 150K, ce mécanisme ne permet donc pas d'expliquer cette observation. Une autre hypothèse serait que le courant thermoïonique permettrait de réduire la barrière de potentiel lorsque la température augmente [Soibel et al., 2020].

3. Étude du rendement quantique

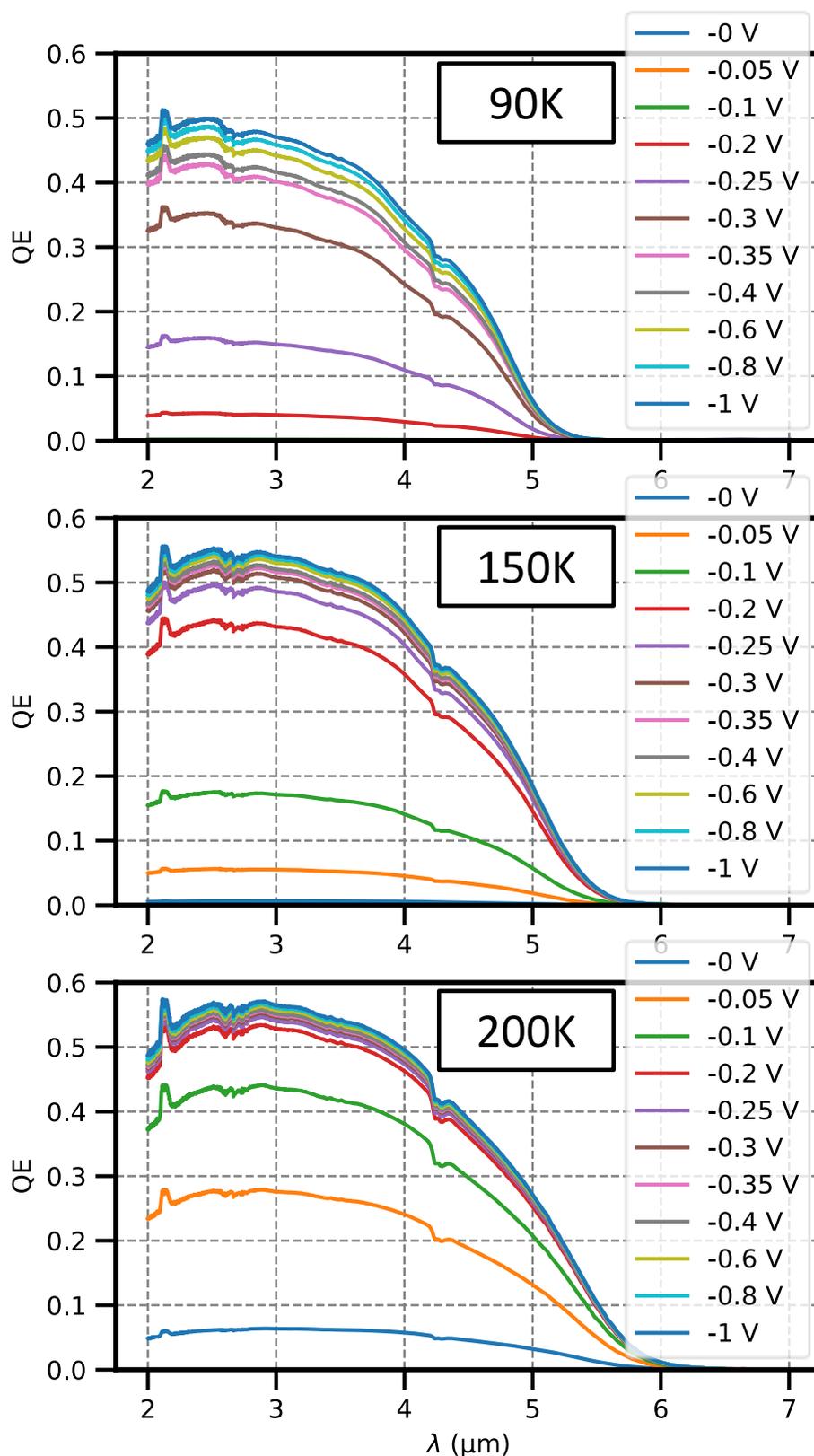


FIGURE 4.6 – Rendement quantique expérimental de la barodiode E743D (diode P1) en fonction de la longueur d'onde mesurée à différentes tensions de polarisation. Trois températures détecteur ont été représentées : 90K, 150K et 200K

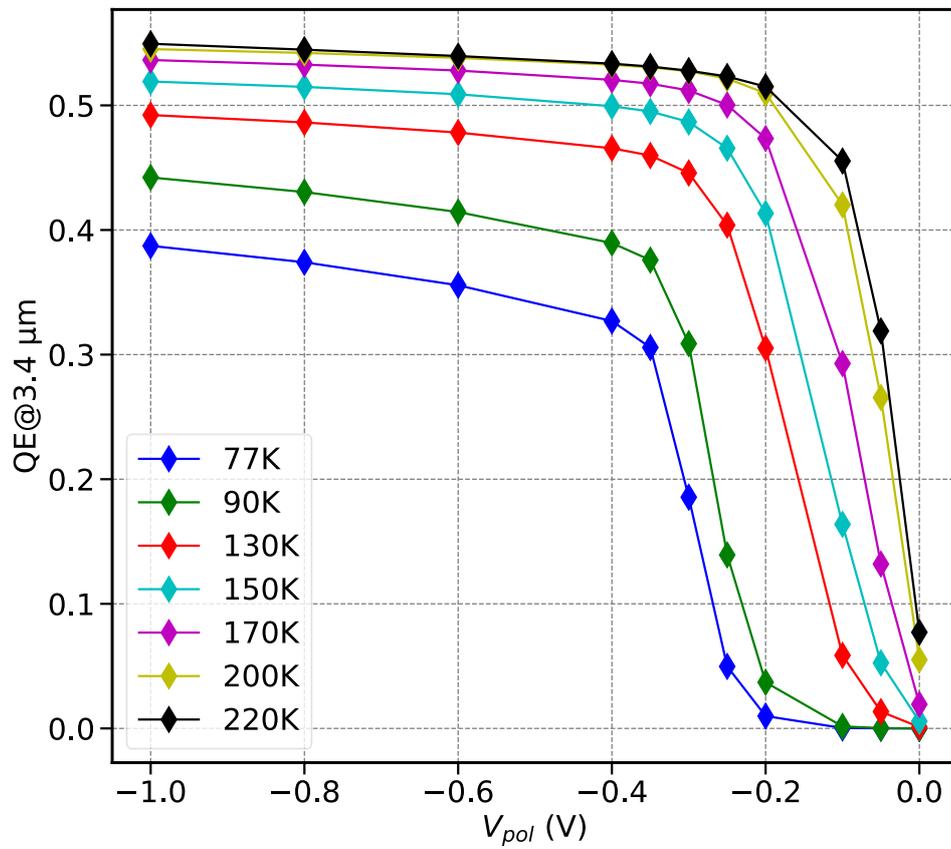


FIGURE 4.7 – Rendement quantique expérimental de la barodiode E743D évalué à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ en fonction de la tension de polarisation. Plusieurs températures détecteurs ont été étudiées.

4.3.1.2 Extraction de la longueur de diffusion verticale

Lorsqu'un rendement quantique est mesuré, il est intéressant de le comparer à la valeur théorique de rendement quantique (qui est un calcul de type deep-etch). D'une part cela nous permet de vérifier la valeur de notre mesure expérimentale, et d'autre part de mieux comprendre les mécanismes de photogénération et de collecte des porteurs. Pour une diode PIN, il existe un modèle de calcul du rendement quantique à partir de la résolution des équations de continuité des porteurs [Hovel, 1975] et dont les bonnes prédictions des performances expérimentales ont déjà été démontrées auparavant [Giard et al., 2014]. Dans mon cas, je suis avec une barodiode nBn dont la structure est différente d'une PIN, je ne peux donc pas réappliquer directement ces équations. Tout d'abord certaines hypothèses sont utilisées :

- invariance spatiale des paramètres
- pas d'excès de porteurs minoritaires entre la barrière et la zone d'absorption (la présence du champ électrique dans la barrière accélère les porteurs pour rappel)
- le coefficient d'absorption de la zone d'absorption est uniforme
- le taux de recombinaison dans la ZCE est négligeable
- le courant de porteurs majoritaires est négligeable comparé à celui des porteurs minoritaires.

L'équation de continuité peut alors être résolue et la solution analytique du rendement quantique dans les différentes régions de la barodiode peut être obtenue en utilisant des conditions aux limites. La Figure 4.8 montre le schéma de coupe de la barodiode et de ses différentes couches. Nous avons considéré une réflexion $R_m = 1$ en prenant en compte l'absorption du substrat. Nous trouvons que le flux transmis après le premier passage dans la zone d'absorption est complètement absorbé par le double passage dans le substrat après réflexion.

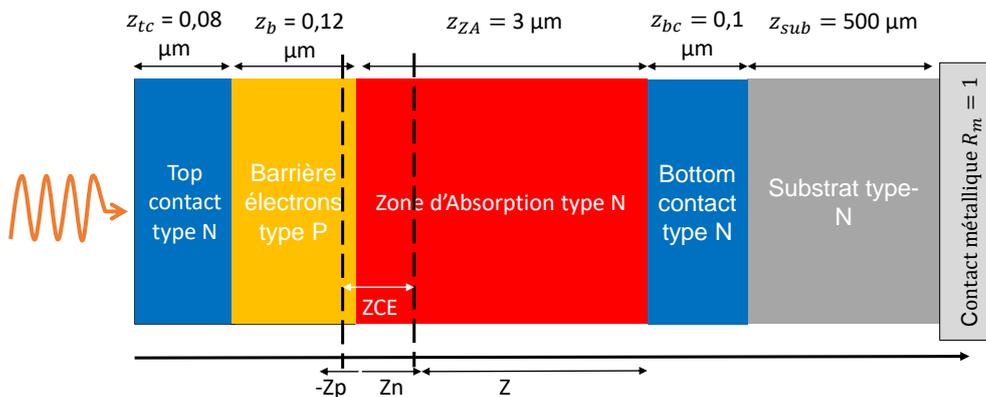


FIGURE 4.8 – Schéma des différentes couches de la barodiode qui sont considérées pour le calcul du rendement quantique

Le flux est incident sur la couche top contact (éclairage en face avant) de la barodiode, l'équation de continuité des porteurs minoritaires (trous pour un matériau de type n) s'écrit :

$$D_p \frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial z^2} + \mu_p E \frac{\partial(\Delta p)}{\partial z} - G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \quad (4.1)$$

avec D_p le coefficient de diffusion des trous, μ_p la mobilité des trous, E le champ électrique, G_p le taux de génération optique des porteurs et τ_p le temps de vie des trous.

Le taux de génération optique est donné par :

$$-G_p(\lambda) = \alpha(\lambda)F(\lambda)(1 - R(\lambda)) \exp(-\alpha(\lambda)z) \quad (4.2)$$

avec α le coefficient d'absorption, F le flux de photons incident par unité de surface et R le coefficient de réflexion à l'interface air/T2SL (pas de traitement antireflet).

Nous pouvons voir qu'il existe deux zones distinctes : la zone de charge d'espace dans la ZA et la zone neutre dans la ZA. Nous négligeons la ZCE dans la barrière, car cette dernière étant de grand gap, elle n'absorbe pas de photons dans le MWIR. Pour la ZCE, nous considérons que tout photon absorbé dans cette zone est immédiatement collecté grâce à la présence du champ électrique. Deux conditions aux limites sont utilisées pour la zone neutre. Premièrement, à la jonction barrière/zone d'absorption, il n'y a pas d'accumulation de porteurs car ils sont accélérés par le champ électrique présent dans la barrière, il vient que $\Delta p(z = 0) = 0$. De l'autre côté de la zone d'absorption, le bottom contact joue aussi le rôle de barrière de potentiel pour les électrons, qui se voient repousser vers le top contact. Il faudrait prendre en compte les recombinaisons qui peuvent se produire à l'interface entre la zone d'absorption et le bottom contact, la condition est alors $D_p \frac{d\Delta p}{dz}[z = Z] = S_p \Delta p[z = Z]$ avec S_p la vitesse de recombinaison de surface à l'interface de contact. Cependant, nous considérons $S_p = 0$ cm/sec afin de simplifier le modèle, cette hypothèse ne change pas la forme du rendement quantique [Giard et al., 2014]. Le rendement quantique externe de la barrière peut alors s'écrire :

$$QE = \frac{1}{qF}(J_n + J_{ZCE}) = QE_n + QE_{ZCE} \quad (4.3)$$

$$QE_{ZCE} = (1 - R) \times [\exp(-\alpha z_{tc}) - \exp(\alpha(z_{tc} + z_n))] \quad (4.4)$$

$$QE_n = \frac{(1 - R)\alpha L_{d,\perp}}{(\alpha L_{d,\perp})^2 - 1} \times \exp(-\alpha(z_{tc} + z_n)) \times \left[\alpha L_{d,\perp} - \frac{\alpha L_{d,\perp} \exp(-\alpha Z) + \sinh(Z/L_{d,\perp})}{\cosh(Z/L_{d,\perp})} \right] \quad (4.5)$$

avec $L_{d,\perp}$ la longueur de diffusion verticale (direction de croissance) des trous minoritaires, z_{tc} , z_b , z_{ZA} , z_{sub} les épaisseurs des couches top contact, barrière, zone d'absorption et du substrat, Z est l'épaisseur de la zone neutre dans la zone d'absorption.

À l'aide de ces équations nous calculons le rendement quantique de la barrière à 150K afin de nous assurer de la justesse de notre modèle. Deux paramètres sont inconnus : le coefficient d'absorption et la longueur de diffusion. Le coefficient d'absorption est mesuré à l'aide du banc de mesure d'absorption et des échantillons dédiés présentés au Chapitre 3. La longueur de diffusion est extraite via l'ajustement de courbe du modèle sur la mesure expérimentale. Nous effectuons l'ajustement de courbe de la mesure expérimentale à $\lambda = 3.4$ μm . Le résultat est représenté en Figure 4.9.

Le calcul théorique représente avec une bonne fidélité le rendement quantique expérimental qui a été évalué à la tension de "turn-on" V_{on} . Comme nous pouvons le constater, la contribution provenant de la ZCE est très importante, elle a été calculée grâce à la formule 1.16. Son épaisseur varie avec la tension de polarisation entre 250 nm et 750 nm pour des polarisations entre 0 V et -1 V. C'est elle qui permet d'expliquer la grande valeur de rendement quantique que nous avons constaté expérimentalement comparé à la littérature. La longueur de diffusion $L_{d,\perp}$ extraite à 150K est de 3.6 μm .

Au niveau du modèle, deux limites peuvent être constatées. Premièrement, il s'agit d'un modèle très dépendant du coefficient d'absorption mesuré. Nous n'avons pas pu mesurer l'absorption sur l'échan-

3. Étude du rendement quantique

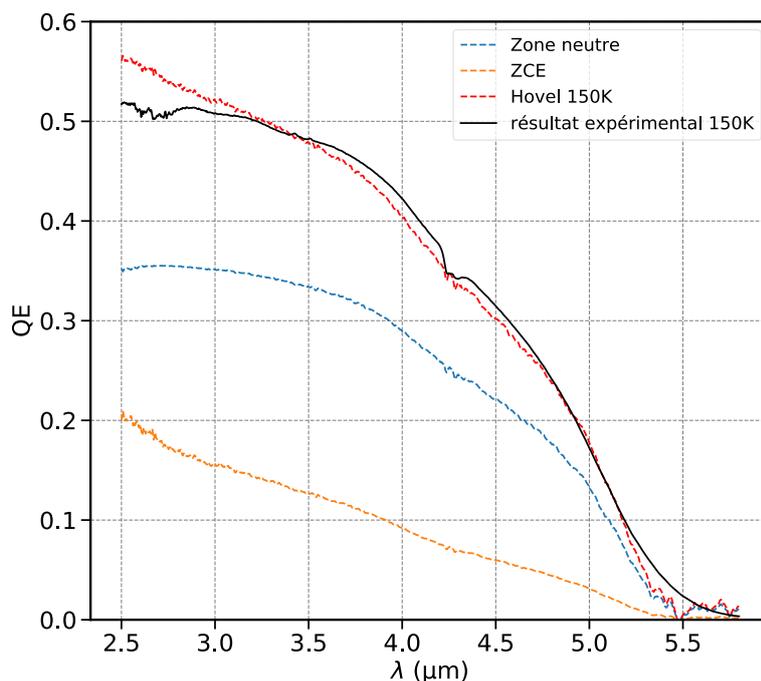


FIGURE 4.9 – Comparaison des rendements quantique expérimental et théoriques. Les contributions des parties ZCE et zone neutre ont été également représentées.

tillon même car les échantillons du wafer E743 de type "matériau" (cf paragraphe 3.1.2) étaient de trop faibles dimensions pour pouvoir permettre la mesure avec notre banc. Nous l'avons donc réalisé sur des échantillons de type "matériau" provenant d'autres wafers (E741, E744, E778, E890), dont la période SR visée est la même que celle du wafer E743. La seule différence importante peut provenir du substrat en GaSb, dont la transmission spectrale peut varier en fonction de son niveau du dopage [Imbert, 2015].

Nous avons donc illustré cette problématique en représentant les coefficients d'absorption mesurés sur les différents échantillons matériau de même conception de période que notre échantillon E743 dans la Figure 4.10. Comme nous pouvons l'observer, certains coefficients d'absorption ne sont pas exploitables car le substrat de référence et celui de l'échantillon matériau ne sont pas les mêmes (à cause du niveau de dopage), cela se traduit par une mauvaise extraction qui peuvent donner des coefficients d'absorption qui ne sont pas nuls au delà de la longueur d'onde de coupure à 100%. C'est le cas des échantillons E890, E744 et E741.

Nous avons utilisé la mesure d'absorption de l'échantillon E778 dont le substrat était strictement le même (entre le substrat de référence et le substrat utilisé pour l'épitaxie, cf paragraphe 3.5) et dont la longueur d'onde de coupure était la plus proche de notre échantillon. De plus, le coefficient d'absorption varie peu à faible longueur d'onde, c'est pourquoi nous préférons effectuer l'ajustement de courbe de la mesure à faible longueur d'onde.

La deuxième limite vient de la contribution de la ZCE à faible longueur d'onde. En effet, la contribution ne sature pas à basse longueur d'onde, ce qui explique l'absence de saturation à basse longueur d'onde du rendement quantique théorique contrairement au résultat expérimental observé en Figure 4.9. Cela peut alors potentiellement fausser l'ajustement de courbe. Il a donc fallu prendre un compromis pour la longueur d'onde d'ajustement de courbe, et après observation des courbes d'absorption et

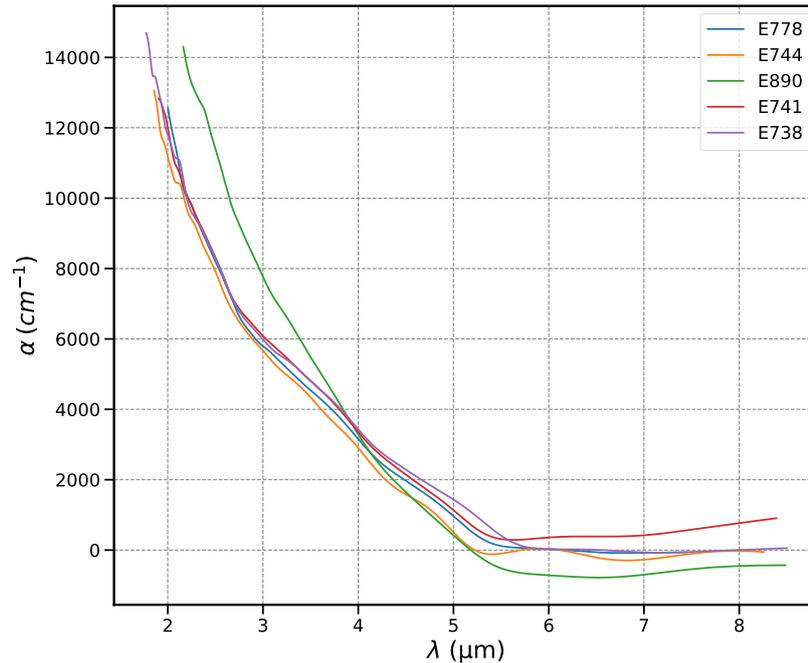


FIGURE 4.10 – Mesures des coefficients d'absorption de différents échantillons matériau de même période que l'échantillon E743 étudié pour le rendement quantique.

de calculs théoriques du rendement quantique, nous avons choisi d'effectuer l'ajustement de courbe à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$.

Ainsi, la mesure expérimentale de rendement quantique a montré une valeur élevée de ce dernier comparée à la littérature. Cela s'explique par la présence d'une zone de charge d'espace entre la barrière et la zone d'absorption qui aide à la collecte des porteurs. En effet, l'application d'un calcul théorique du rendement quantique permet de retrouver avec une bonne fidélité le rendement quantique expérimental. Nous en extrayons une longueur de diffusion d'environ $3.6 \mu\text{m}$ qui semble compatible avec le comportement de la barrière. En effet, cette longueur de diffusion comparable à l'épaisseur de la zone neutre n'est pas suffisante pour collecter à 100 % les porteurs. La longueur de diffusion extraite représente une moyenne où se trouve la majorité des porteurs dans la distribution de position de ceux-ci. Il faut au moins 2-3 fois l'épaisseur de la zone neutre [Bonnaud, 2003] pour pouvoir atteindre une collecte de 100% et s'assurer que la distribution de tous les porteurs a bien franchi la zone neutre. C'est pourquoi, nous observons que le rendement quantique continue à augmenter avec la tension de polarisation après le V_{on} à 150K, puisque la ZCE s'étend dans la zone d'absorption.

4.3.2 Rendement quantique des barrières shallow-etch et mid-etch

Dans un deuxième temps, nous avons étudié le rendement quantique des barrières shallow-etch E743S et mid-etch E743M. Nous savons que la gravure shallow-etch va engendrer une contribution périphérique/latérale supplémentaire, nous l'avons étudié précédemment pour la barrière SR InAs/GaSb LWIR au Chapitre 3. Tandis que pour la gravure mid-etch qui s'arrête au milieu de la zone d'absorption, nous pouvons nous attendre à une contribution latérale réduite, ce qui pourrait être potentiellement intéressant du point de vue de la problématique de "cross-talk" des pixels au format matriciel.

4.3.2.1 Mesures expérimentales

Les rendements quantiques mesurés des barrières E743S, E743D et E743M sont présentés dans la Figure 4.11. Les mesures ont été effectuées à leurs V_{on} respectifs que nous identifions dans la Figure 4.12. Sans surprise le rendement quantique de la barrière E743S est plus élevé que celui du E743D et de façon très importante (presque le double). Nous sommes donc sûrs qu'une contribution latérale existe ici. En revanche, la barrière E743M a un rendement quantique qui est strictement le même que celui de la barrière E743D et ce quelle que soit la température du détecteur.

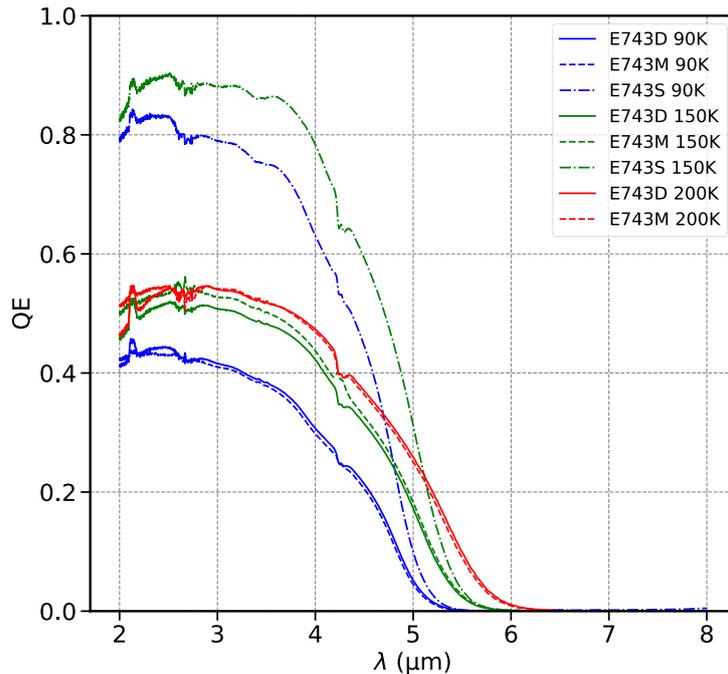


FIGURE 4.11 – Rendements quantique expérimentaux des barrières E743S, E743D et E743M évalués à leurs V_{on} respectifs.

Pour l'échantillon mid-etch, il n'y a donc aucune contribution latérale a priori, il s'agit d'un résultat qui n'était pas attendu : la gravure à moitié de la zone d'absorption permet de supprimer la contribution latérale. Un autre résultat important est le fait qu'au final, la gravure n'influence pas la performance absolue du rendement quantique. En effet, le rendement quantique de la barrière E743M est le même que celui de la barrière E743D quelle que soit la température et quelle que soit la tension de polarisation. Les deux barrières proviennent du même wafer également, il est donc possible de dire que la gravure n'a pas dégradé le rendement quantique. C'est pourquoi nous pouvons aussi en déduire que la différence de rendement quantique entre les barrières E743S et E743D provient uniquement de la contribution latérale supplémentaire de la barrière E743S et non pas également d'une différence de performance de rendement quantique.

Ainsi, il devient possible par la comparaison directe des rendements quantiques des barrières E743S et E743D, d'en déduire la surface supplémentaire nécessaire pour corriger le rendement quantique de la barrière E743S : il suffit de trouver la surface qui permet de corriger le rendement quantique de la E743S pour qu'il soit égal à celui de la E743D. Nous trouvons une surface supplémentaire d'environ de $16537\mu\text{m}^2$ afin de corriger le rendement quantique de la barrière E743S à 150K. Maintenant, il serait intéressant de pouvoir extraire de la surface supplémentaire une longueur de diffusion que nous

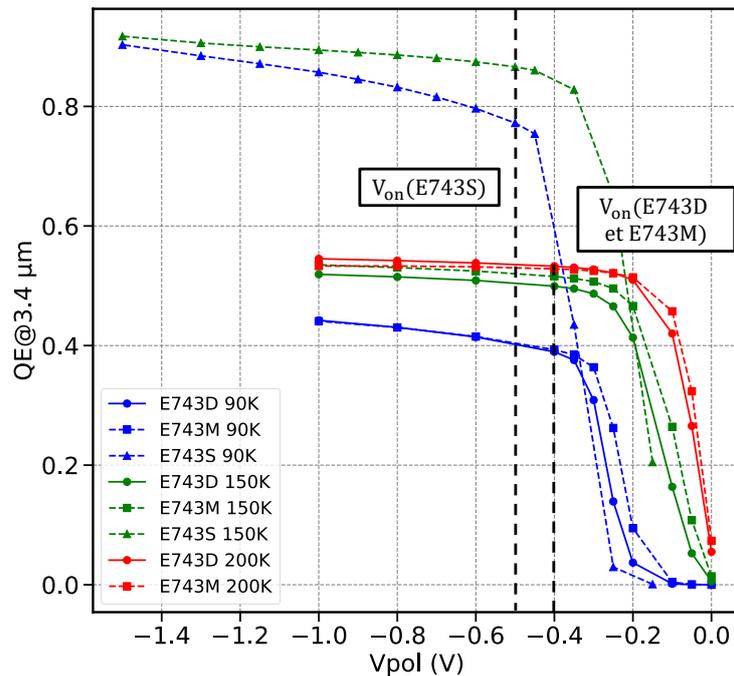


FIGURE 4.12 – Rendements quantique expérimentaux des barrières E743S, E743D et E743M évalués à leurs V_{on} respectifs en fonction de la tension de polarisation pour différentes températures détecteurs.

supposons latérale. Nous limitons nos calculs aux diodes P1.

4.3.2.2 Extraction de la longueur de diffusion latérale

Pour rappel, comme vu au chapitre 3, la surface supplémentaire exposée de la diode qui permet de générer des porteurs supplémentaires n'est pas simplement la périphérie de la diode. En effet, le report du contact métallique réfléchit le flux incident et des porteurs ne peuvent pas être photogénérés dans la périphérie immédiate de la barrière sur une distance de $25 \mu\text{m}$. Pourtant, encore une fois l'extraction de la longueur de diffusion latérale via le courant d'obscurité (courant en fonction de la surface) donne une valeur qui ne semble pas cohérente. L'extraction donne une longueur de diffusion latérale de $21.5 \mu\text{m}$ à 150K faite par M. Bouschet à l'IES Montpellier sur cette structure [Bouschet et al., 2021]. Cette longueur de diffusion latérale ne permet pas d'expliquer l'existence d'une contribution latérale au rendement quantique de notre échantillon.

Nous avons représenté en Figure 4.13 une vue schématique du dessus de la diode, nous pouvons voir le contact métallique et les diamètres électriques et optiques de la diode P1 avec les disques violet et jaune respectivement. De plus, les surfaces totales pouvant collecter les porteurs générés (de diamètre $D_{el} + 2 \times L_{d,\parallel}$) ont été représentées à l'aide de cercles. En vert lorsqu'il s'agit de la $L_{d,\parallel,obs}$ extraite avec le courant d'obscurité et en bleu la $L_{d,\parallel,ph}$ celle qui serait liée à la mesure optique. Comme nous pouvons le constater, la $L_{d,\parallel,obs}$ extraite n'est pas suffisante pour pouvoir collecter les porteurs générés au delà du report métallique (carré orange sur la figure). Nous allons donc chercher à extraire dans ce paragraphe la $L_{d,\parallel,ph}$ liée à la mesure optique que nous notons $L_{d,\parallel}$ pour simplifier l'écriture.

3. Étude du rendement quantique

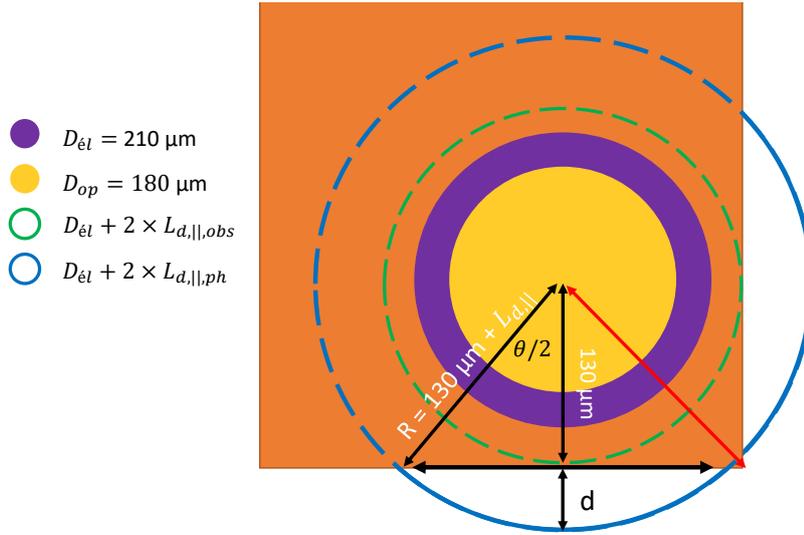


FIGURE 4.13 – Représentation schématique de la vue du dessus de la diode P1 et de son report de contact. Les disques représentent la diode et ses diamètres électrique et optique (violet et jaune respectivement). Les cercles représentent la surface de collecte totale en prenant en compte la longueur de diffusion latérale.

La surface exposée (donc dépassant du contact métallique) du cercle bleu peut se calculer facilement à une condition. En effet, si le rayon du cercle bleu est inférieur au rayon représenté en rouge (qui vaut $184 \mu m$), alors deux segments circulaires de mêmes dimensions sont parfaitement définies. Cela donne comme condition sur la longueur de diffusion latérale que $L_{d,||} < 79 \mu m$.

Le calcul de l'aire totale (les deux segments circulaires) est alors donné par :

$$\begin{cases} \delta A = (105 + L_{d,||})^2 \times [\theta(L_{d,||}) - \sin[\theta(L_{d,||})]] \\ \theta(L_{d,||}) = 2 \arccos\left(\frac{130}{105 + L_{d,||}}\right) \end{cases} \quad (4.6)$$

Nous savons désormais calculer l'aire réelle supplémentaire en fonction de la $L_{d,||}$. Il nous suffit alors de chercher la valeur de $L_{d,||}$ pour laquelle $\delta A(L_{d,||}) - 16537 = 0$. La solution à cette équation est $L_{d,||} \approx 73 \mu m$, valeur inférieure à $79 \mu m$ qui est la condition de validité du calcul de l'aire des segments circulaires. À 90K nous n'avons pas pu extraire la valeur de $L_{d,||}$ car la surface supplémentaire a augmenté, et la condition de calcul mentionnée ci-dessus n'est alors plus respectée. Nous pouvons seulement en déduire que la $L_{d,||}$ augmente lorsque la température diminue.

Ainsi, l'étude du rendement quantique des bariodes nous a permis de constater la bonne performance en rendement quantique du design malgré l'exploitation des trous qui sont des porteurs de masse effective plus élevée que les électrons. Un calcul théorique via les équations de Hovel nous a permis d'en extraire la longueur de diffusion verticale ($3.6 \mu m$ environ 150K), tandis que la comparaison des rendements quantique des bariodes E743D et E743S nous a permis d'extraire la longueur de diffusion latérale ($73 \mu m$ à 150K). Nous avons voulu analyser de façon plus précise ces longueurs de diffusion afin d'en extraire les propriétés de transport.

4.4 Étude des propriétés de transport des trous

L'étude précédente nous a permis de déterminer la très bonne performance de rendement quantique du composant étudié. Nous avons donc voulu analyser plus en détails cette performance par l'extraction et l'analyse des propriétés de transport.

4.4.1 Justification des hypothèses effectuées

À l'aide de l'étude du rendement quantique, nous avons pu extraire, les longueurs de diffusion latérale et verticale des trous dans la zone d'absorption. En l'absence de champ électrique, les porteurs n'ont pas de direction de transport privilégiée a priori, leur longueur de diffusion est alors dite "mixte". Je représente dans la Figure 4.14a cette notion de direction mixte du transport. Cependant, les modèles que j'ai utilisés au paragraphe précédent sont tous deux des modèles 1D. En effet, le calcul du rendement quantique via les équations de Hovel résulte de la résolution de l'équation de continuité 1D du courant, dans la direction de croissance. La longueur de diffusion évaluée alors est celle de la longueur de diffusion mixte projetée sur l'axe vertical de croissance : il s'agit donc de la composante dite verticale $L_{d,\perp}$ de la longueur de diffusion mixte. Ensuite, la comparaison des rendements quantiques E743D et E743S a permis de trouver une surface supplémentaire autour de la diode. Cette surface est parallèle au plan des couches, la longueur de diffusion évaluée alors est celle projetée dans ce plan, il s'agit donc de la composante latérale $L_{d,\parallel}$ de la longueur de diffusion mixte. Ces évaluations sont alors représentées schématiquement dans la Figure 4.14b, dont le modèle est inspiré de l'étude effectuée par Klipstein sur le transport dans le super-réseau InAs/GaSb [Klipstein et al., 2019], à la différence près de nos méthodes d'extraction des longueurs de diffusion.

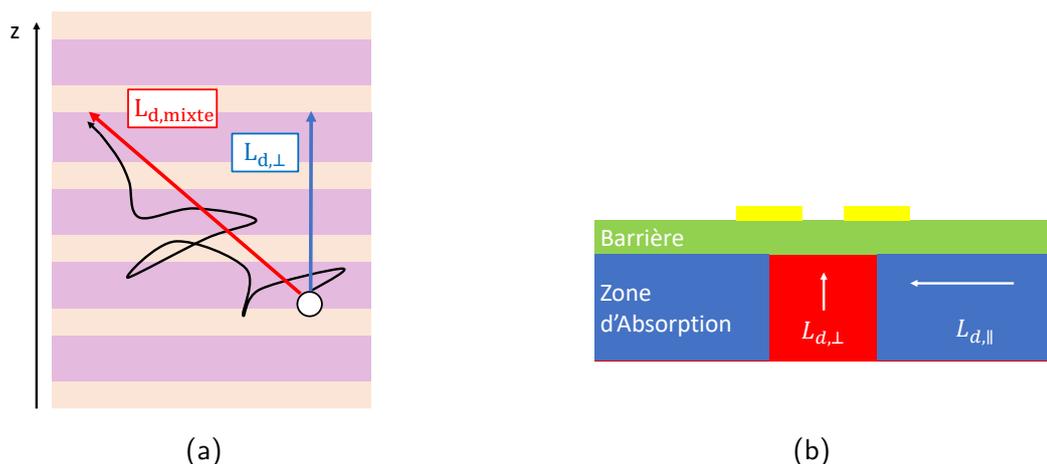


FIGURE 4.14 – a) Exemple de projection de la longueur de diffusion d'un trou sur l'axe de croissance, ce qui donne sa composante verticale. b) Modèles 1D utilisés pour l'évaluation des composantes verticale et latérale de la longueur de diffusion.

Nous avons donc voulu, dans un premier temps, mieux comprendre le transport du point de vue théorique/conceptuel afin d'analyser nos valeurs expérimentales.

4.4.2 Anisotropie du transport

Cette partie, assez théorique, a été menée en étroite collaboration avec le LPENS au sein de l'ANR HOT-MWIR. Elle nous a permis de mieux comprendre le transport dans notre structure, et de se comparer aux valeurs expérimentales que j'ai mesurées. J'y indique les principaux résultats de cette étude. Nous noterons désormais les vecteurs d'onde des directions latérale et verticale $\vec{k} = (k_x, k_y)$ et \vec{q} respectivement. Néanmoins k_x et k_y peuvent être considérés comme confondus.

Les valeurs de longueurs de diffusion obtenues sont beaucoup plus importantes que nous ne le pensions. Les trous ont une masse effective plus élevée que celle des électrons, leur mobilité est alors plus faible même si le temps de vie des porteurs dans le matériau InAs/InAsSb est plus important, nous nous attendions alors à des longueurs de diffusion plus faibles. En effet, une étude théorique de la structure de bande de notre échantillon a été effectuée par le LPENS [Krizman et al., 2021]. Elle montre qu'à 150K, dans la direction verticale, les trous sont complètement localisés dans les puits de InAsSb, nous n'avons plus de minibande et donc une structure de multipuits quantique. Le diagramme de bande de notre structure est représenté dans la Figure 4.15. Dans la direction de croissance (vecteur d'onde q), la bande des trous lourds HH1 (haut de la bande de valence) est caractérisée par une masse effective infinie puisque la pente est nulle (pour rappel $m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dq^2}$), soit une mobilité nulle également dans cette direction. Il est alors étonnant de trouver des longueurs de diffusion comparables à celle du matériau InAs/GaSb exploitant des électrons qui eux sont plus mobiles (cf 1.3.3).

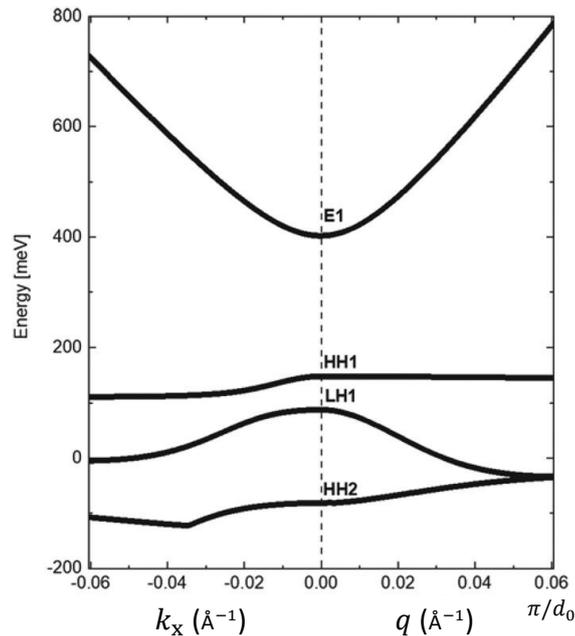


FIGURE 4.15 – Diagramme de bande de la structure E743, k_x représente la composante sur x du vecteur d'onde parallèle aux couches (composante latérale) et q la norme de vecteur d'onde dans la direction de croissance (composante verticale). Dans cette figure, d_0 représente la largeur de la période du super-réseau. La référence (0) du niveau d'énergie a été fixée au sommet de la bande de valence de l'InAs [Krizman et al., 2021].

Néanmoins, ce résultat ne tient que si les fonctions d'onde des porteurs possèdent une direction

de propagation purement verticale, ce qui en réalité n'est pas le cas. En effet, leur direction de propagation possède plutôt un vecteur d'onde entre celui vertical et celui latéral. C'est pourquoi, le diagramme de bande est recalculé (cf Figure 4.16) mais en fonction du vecteur d'onde latéral pour différentes valeurs du vecteur d'onde vertical q que nous limitons à la "super-zone" de Brillouin π/d_0 avec d_0 l'épaisseur de la période du super-réseau. Nous nous référons désormais au vecteur d'onde par le couple (\vec{k}_x, \vec{q}) . Sur ce diagramme nous pouvons noter que pour les vecteurs d'onde $(\vec{k}_x, \vec{0})$ nous retrouvons le résultat du diagramme de bande de la Figure 4.15 dans la direction latérale (partie gauche de la figure). Tandis que pour les vecteurs d'onde $(\vec{0}, \vec{q})$, nous pouvons voir que la dispersion est négligeable : la minibande formée est de quelques meV, nous retrouvons donc le résultat de la Figure 4.15 dans la direction verticale (partie droite de la figure).

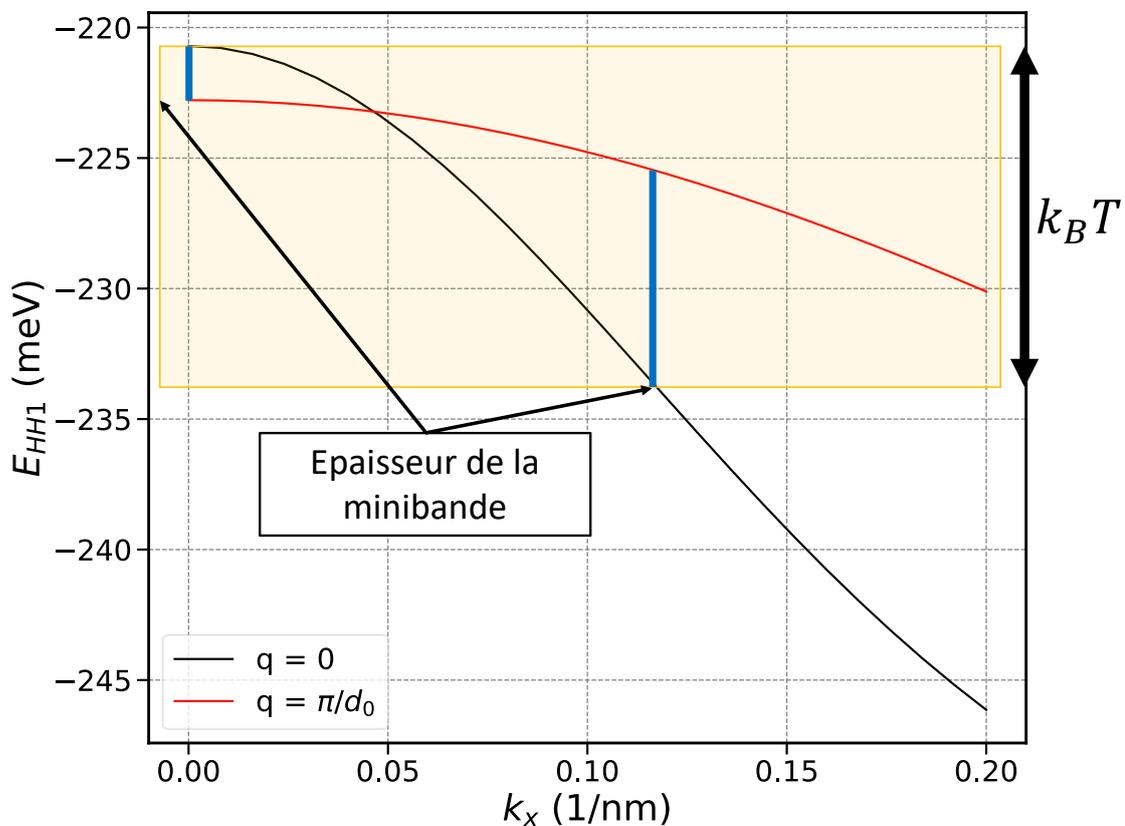


FIGURE 4.16 – Calcul du diagramme de bande en fonction du vecteur d'onde latéral k_x pour deux valeurs extrêmes du vecteur d'onde dans la direction verticale q dans la "super-zone" de Brillouin. Les valeurs en ordonnées diffèrent de la Figure 4.15 car l'ordonnée à l'origine prise ici est différente. La référence (0) du niveau d'énergie a été prise ici au minimum de la bande de conduction de l'InAs.

Maintenant, ce qui nous intéresse est l'évolution du diagramme pour des valeurs quelconques de (\vec{k}_x, \vec{q}) . Comme nous pouvons le constater, la dispersion entre les différents vecteurs d'onde augmente lorsque k augmente : la minibande s'élargit alors de plus en plus. Cette dispersion est bien accessible, nous avons indiqué la largeur de l'énergie d'agitation thermique à 150K sur la Figure 4.16, qui indique les épaisseurs de minibande accessibles pour les porteurs. Ainsi, la direction latérale des vecteurs d'onde contribue à l'amélioration du transport dans la direction verticale puisque la minibande s'élargit avec k .

4. Étude des propriétés de transport des trous

Pour nous en convaincre, la vitesse de groupe des porteurs (pour rappel $V_z(k, q) = \frac{1}{\hbar}(\partial E(k, q)/\partial q)$) est également calculée dans la Figure 4.17 en fonction des valeurs du vecteur d'onde vertical q pour différentes valeurs de k_x . Nous constatons que la vitesse de groupe augmente avec la valeur de k . Ainsi, le transport des porteurs dans la direction verticale est amélioré par les vecteurs d'ondes dans la direction latérale. Afin de mieux comprendre les conséquences de cette "amélioration" sur le transport, j'ai représenté dans l'encart de la Figure 4.17 la vitesse de groupe pour deux directions du vecteur d'onde dans un super-réseau : une purement verticale ($\vec{0}, \vec{q}$) en bleu, où la vitesse de groupe est limitée, une autre en diagonale pour un couple de vecteur quelconque (\vec{k}_x, \vec{q}) en rouge, où nous pouvons noter que le transport dans la direction verticale (par projection sur l'axe de croissance) est grandement amélioré.

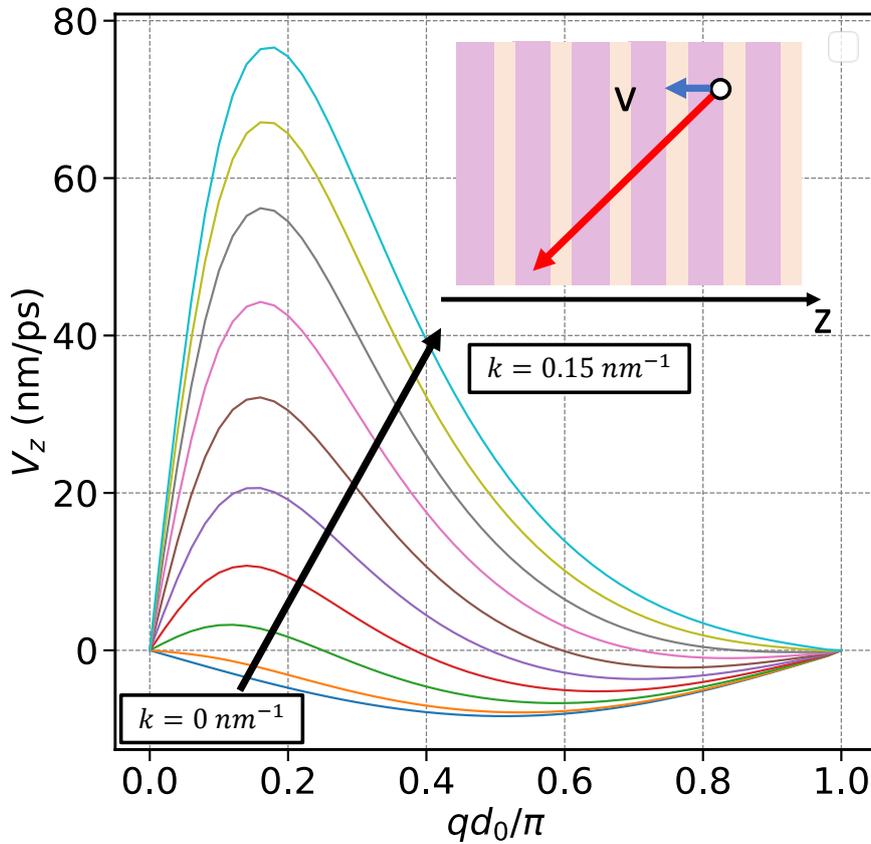


FIGURE 4.17 – Vitesse de groupe des trous calculée en fonction de qd_0/π dans la super-zone de Brillouin pour différentes valeurs du vecteur d'onde latéral k . L'encart représente la vitesse de groupe pour deux directions : purement verticale ($0, q$) en bleu et en diagonale, amélioré dans la direction verticale (k_x, q).

Enfin des calculs (relatifs) de mobilité ont été effectués afin de pouvoir comparer la différence de mobilité (relative) entre les directions latérale et verticale. Les mobilités verticale et latérale des trous ont été calculées à partir des formules :

$$\mu_z = \mu_{\perp} = \frac{e\tau}{\hbar} \frac{\sum_{\vec{k}, \vec{q}} F_{\vec{k}, \vec{q}} \frac{\partial V_z(k, q)}{\partial q}}{\sum_{\vec{k}, \vec{q}} F_{\vec{k}, \vec{q}}} \quad (4.7)$$

$$\mu_x = \mu_{\parallel} = \frac{e\tau}{\hbar} \frac{\sum_{\vec{k}, \vec{q}} F_{\vec{k}, \vec{q}} \frac{\partial V_x(k, q)}{\partial k_x}}{\sum_{\vec{k}, \vec{q}} F_{\vec{k}, \vec{q}}} \quad (4.8)$$

avec e la charge électrique, τ le temps de relaxation, $F_{\vec{k}, \vec{q}} = \exp(-E_{HH1}(\vec{k}, \vec{q})/(k_B T))$ le facteur de Boltzmann qui désigne la probabilité de trouver un des trous lourds dans l'état (\vec{k}, \vec{q}) , V_z , V_x les vitesses de groupe dans la direction verticale z et latérale x , respectivement. Notons qu'il est supposé que le temps de relaxation est indépendant du vecteur d'onde pour arriver à cette formule. Les liens entre la masse effective et la vitesse de groupe sont pour les deux directions :

$$\frac{1}{m_{HH1, \perp}^*(\vec{k}, \vec{q})} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial q^2} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial V_z(k, q)}{\partial q} \quad (4.9)$$

$$\frac{1}{m_{HH1, \parallel}^*(\vec{k}, \vec{q})} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial V_x(k, q)}{\partial k_x} \quad (4.10)$$

Les relations 4.7 et 4.8 se simplifient alors en notant que la masse effective moyenne s'y trouve :

$$\mu_{\perp} = e\tau \left\langle \frac{1}{m_{HH1, \perp}^*} \right\rangle \quad (4.11)$$

$$\mu_{\parallel} = e\tau \left\langle \frac{1}{m_{HH1, \parallel}^*} \right\rangle \quad (4.12)$$

Nous pouvons voir d'après les expressions μ_{\perp} et μ_{\parallel} que la différence entre les deux mobilités provient de leurs masses effectives respectives, cela est normal puisque le calcul suppose que le temps de relaxation est indépendant de (\vec{k}, \vec{q}) . À 150K, le LPENS trouve alors un rapport $\mu_{\parallel}/\mu_{\perp}$ d'environ 7, confirmant bien l'anisotropie du transport. Nous aurions pu nous attendre une différence plus importante entre les deux mobilités, mais nous rappelons que les composantes latérales améliorent le transport dans la direction verticale.

4.4.3 Étude expérimentale en température

D'après l'étude théorique précédente, le transport par minibande a bien lieu finalement, le transport vertical étant aidé par les composantes latérales. J'ai donc cherché à vérifier expérimentalement cette affirmation. Une méthode consiste à étudier l'évolution de la mobilité en fonction de la température afin de trouver des valeurs expérimentales qui puissent confirmer les valeurs théoriques. De plus, l'évolution en température nous renseignera sur les mécanismes limitants de la mobilité. Malheureusement, je n'ai pas d'accès direct à la mobilité par la mesure expérimentale. Néanmoins, les moyens de mesures mis en place à l'ONERA peuvent m'aider à l'extraire. Tout d'abord la longueur de diffusion m'est accessible via la mesure de rendement quantique grâce à la comparaison des rendements quantiques expérimentaux et théoriques. Pour le temps de vie, un banc de mesure de temps de vie existe à l'ONERA. Ce banc a été exploité lors d'un stage par M. A. Ramiandrasoa sur les échantillons matériau et des échantillons de type composants (mais non gravés ni métallisés) à l'aide d'un banc de mesure de temps de vie de type photoluminescence résolue en temps (time resolved photoluminescence en anglais, soit TRPL) initié par E. Giard [Giard, 2015]. Ces mesures vont permettre d'en extraire la mobilité d'après la formule 1.9 qui relie longueur de diffusion, temps de vie et mobilité. L'étude de l'évolution de la mobilité en température nous permettra de comprendre le mécanisme de transport.

4. Étude des propriétés de transport des trous

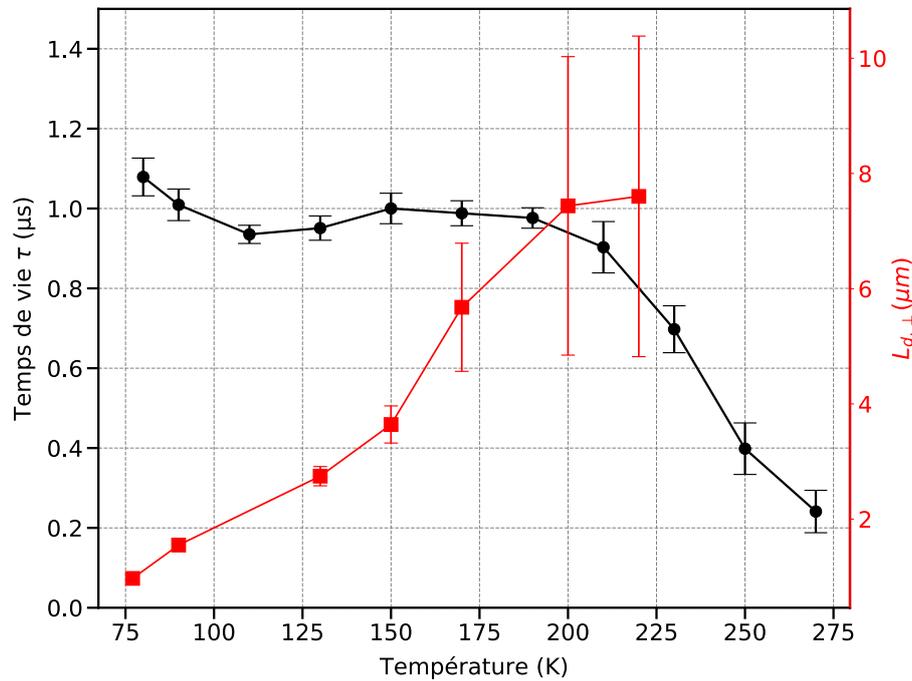


FIGURE 4.18 – Mesure de temps de vie et longueur de diffusion verticale $L_{d,\perp}$ en fonction de la température sur l'échantillon E743. Les barres d'incertitudes sont celles liées à l'extraction de l'ajustement de courbe et ainsi qu'à l'incertitude de répétabilité pour le temps de vie. Les barres d'incertitudes sont liées à l'incertitude de mesure du rendement quantique et à l'incertitude d'ajustement de courbe pour la longueur de diffusion.

La mesure du temps de vie sur notre échantillon (E743, pas un échantillon matériau) et celle de la longueur de diffusion sont affichées dans les Figures 4.18. Tout d'abord, le temps de vie mesuré est d'environ $1 \mu\text{s}$ dans l'intervalle de température $[80\text{K} - 200\text{K}]$. Il s'agit d'une bonne performance, mais qui n'est pas encore à l'état de l'art d'autres mesures ayant été publiées : $2 \mu\text{s}$ [Casias et al., 2020] voire même $5 \mu\text{s}$ [Soibel et al., 2020]. Cependant, ces mesures ont été faites sur des structures matériau dédiées et non pas sur les échantillons étudiés pour la longueur de diffusion ou la mobilité, alors que nos mesures ont été faites sur le même échantillon. Le régime limitant est le régime SRH, la relative indépendance du temps de vie avec la température en étant une signature caractéristique [Olson et al., 2013b] (dépendance en $T^{1/2}$ [Olson et al., 2012]). Le temps de vie chute rapidement ensuite après 200K, il s'agirait du mécanisme Auger.

La longueur de diffusion a été extraite via les mesures de rendement quantique avec la démarche présentée au paragraphe 4.3.1.2 à différentes températures détecteur. L'incertitude sur la longueur de diffusion augmente très rapidement avec la température. Cela n'est pas lié à une incertitude de mesure expérimentale mais à celle de l'ajustement de courbe qui devient de plus en plus importante à mesure que le rendement quantique approche la limite théorique. Nous avons illustré cette problématique dans la Figure 4.19, où j'ai illustré la méthode d'ajustement de courbe effectuée. Le calcul du rendement quantique à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de diffusion est effectué et les valeurs de rendement quantique expérimentales à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ sont rapportées sous forme de courbes horizontales. Les intersections des courbes expérimentales avec la courbe théorique se font aux abscisses donnant la

longueur de diffusion correspondante. Comme nous pouvons le constater, à mesure que le rendement quantique expérimental se rapproche de la limite théorique, l'extraction de la valeur d'ajustement de courbe devient complexe, puisque une faible incertitude de rendement quantique expérimental peut changer de façon importante la longueur de diffusion extraite. D'où l'augmentation très importante de l'incertitude sur la longueur de diffusion avec la température, puisque le rendement quantique augmente pour se rapprocher de la limite théorique.

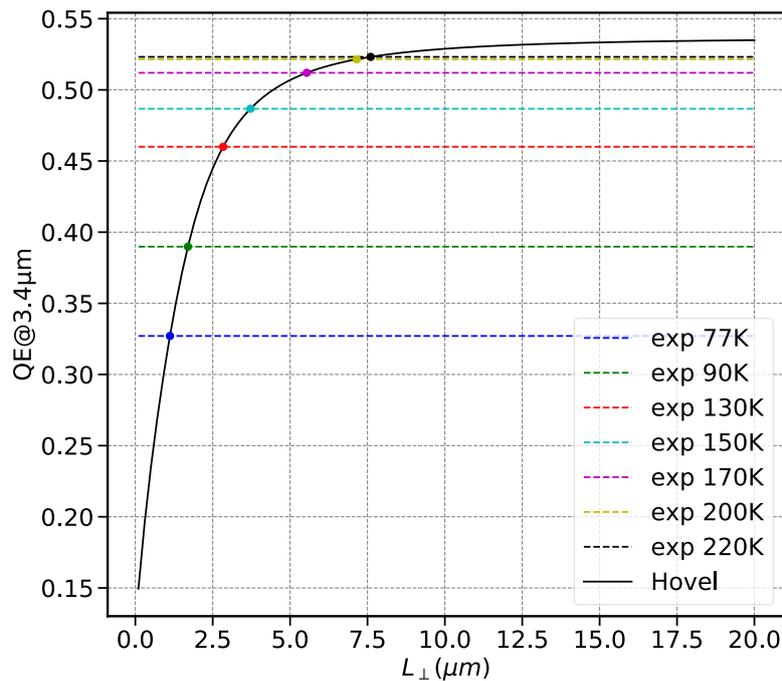


FIGURE 4.19 – Rendement quantique théorique calculé à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de diffusion. Les courbes horizontales sont les rendements quantique expérimentaux évalué à $\lambda = 3.4 \mu\text{m}$ et mesurés aux températures indiquées.

Il est donc maintenant possible d'extraire la mobilité μ_{\perp} , que nous traçons dans la Figure 4.20. Tout d'abord la valeur de la mobilité extraite est plutôt faible quelle que soit la température détecteur. La mobilité atteinte à 150K est d'environ $10 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Théoriquement la valeur atteinte est plus importante de 2-3 ordres de grandeur lorsque nous supposons que les mécanismes limitants sont les phonons acoustiques. En effet, le temps de relaxation extrait de la mobilité à 150K est alors de 0.02 ps, ce qui est incompatible avec des temps de relaxation liés aux phonons acoustiques qui sont de l'ordre de la ps. Cela signifie qu'un autre mécanisme, plus pénalisant, est responsable de ces faibles valeurs. Nous pouvons noter également que la mobilité possède deux pentes qui semblent montrer qu'il existe plusieurs mécanismes qui dégradent cette dernière. Comme la mobilité est thermiquement activée (évolue avec la température) nous avons essayé d'en extraire des énergies d'activation, de façon similaire à l'étude en température des courants d'obscurité. Ces énergies sont de 49 meV et 22 meV pour les régions 1 et 2 respectivement, avec un croisement entre les deux régimes autour des températures 130K-150K. Ce comportement n'est pas propre aux phonons acoustiques ni aux impuretés ionisées dont les dépendances en températures sont en $T^{-3/2}$ et $T^{3/2}$ respectivement comme présentées au paragraphe 1.2.4.2.

Pour le transport latéral, de la même manière, nous extrayons la mobilité à partir de la longueur

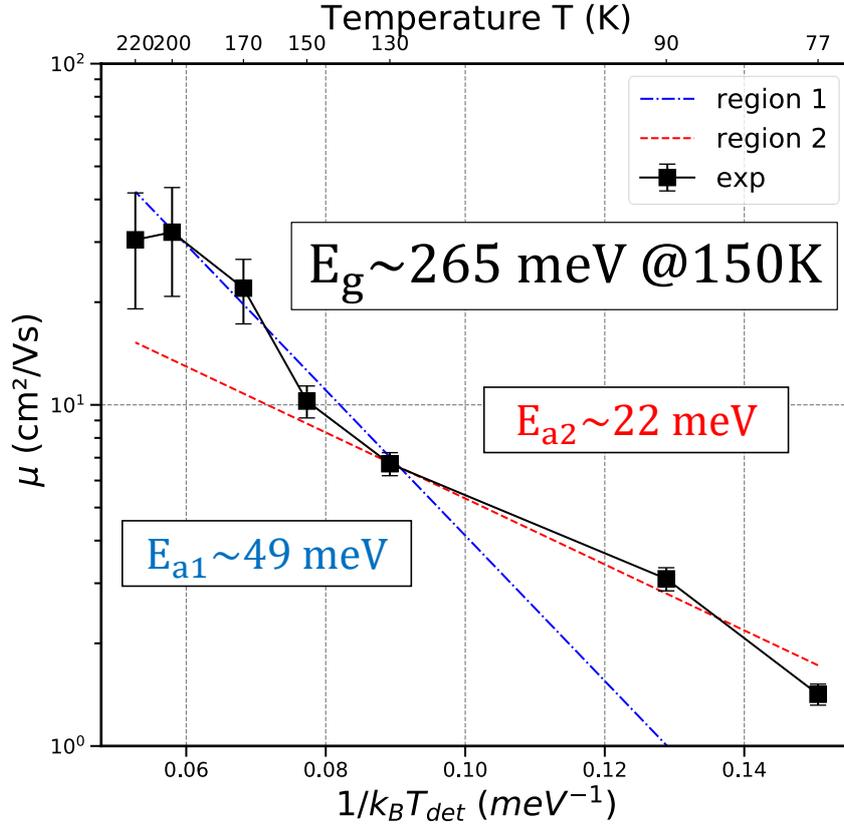


FIGURE 4.20 – Diagramme d'Arrhénius de la mobilité verticale μ_{\perp} . Les énergies d'activation ont été extraites à partir de l'ajustement de courbe.

de diffusion extraite à 150K au paragraphe 4.3.2.2 et du temps de vie. A 150K, la mobilité que nous obtenons est de $\mu_{\parallel} = 4120 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Cette mobilité est bien plus élevée que la mobilité verticale que nous avons extraite. D'ailleurs, nous rappelons que d'après les calculs théoriques du LPENS le rapport des mobilités $\mu_{\parallel}/\mu_{\perp}$ à 150K est d'environ 7, ce qui est loin d'être la cas ici...

Notre mesure de la mobilité fait appel à des extractions indirectes de la longueur de diffusion et à un calcul théorique (avec ajustement de courbe). De plus, des hypothèses sur les directions de transport sont faites, vertical pour le calcul théorique et latéral par la comparaison de rendements quantique des barrières E743D et E743S. Il est donc naturel de remettre en question notre démarche. Afin de vérifier la cohérence de nos hypothèses et de notre démarche de façon générale, nous avons cherché à nous comparer à la littérature. Les mobilités latérale et verticale ont été expérimentalement mesurées via des mesures de effet Hall par l'équipe du SNL (Sandia National Laboratories) dans une structure de longueur d'onde de coupure similaire à la notre [Casias et al., 2020]. Le résultat obtenu par l'équipe du SNL est présenté en Figure 4.21. Nous pouvons constater que d'une part la mobilité verticale est très limitée comme dans notre cas et que les valeurs obtenues sont quasiment confondues. De plus, l'encart dans la Figure 4.21 représente le diagramme d'Arrhénius de la mobilité verticale et présente aussi deux pentes similaires à notre résultat en Figure 4.20, cependant son croisement de pente se fait autour de la température de 230K. D'autre part, la mobilité verticale augmente bien lorsque la température augmente. Pour la mobilité latérale, les valeurs sont très élevées : nous trouvons d'ailleurs une valeur d'environ $\mu_{\parallel} \approx 4000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à 150K qui est donc très proche de la nôtre!

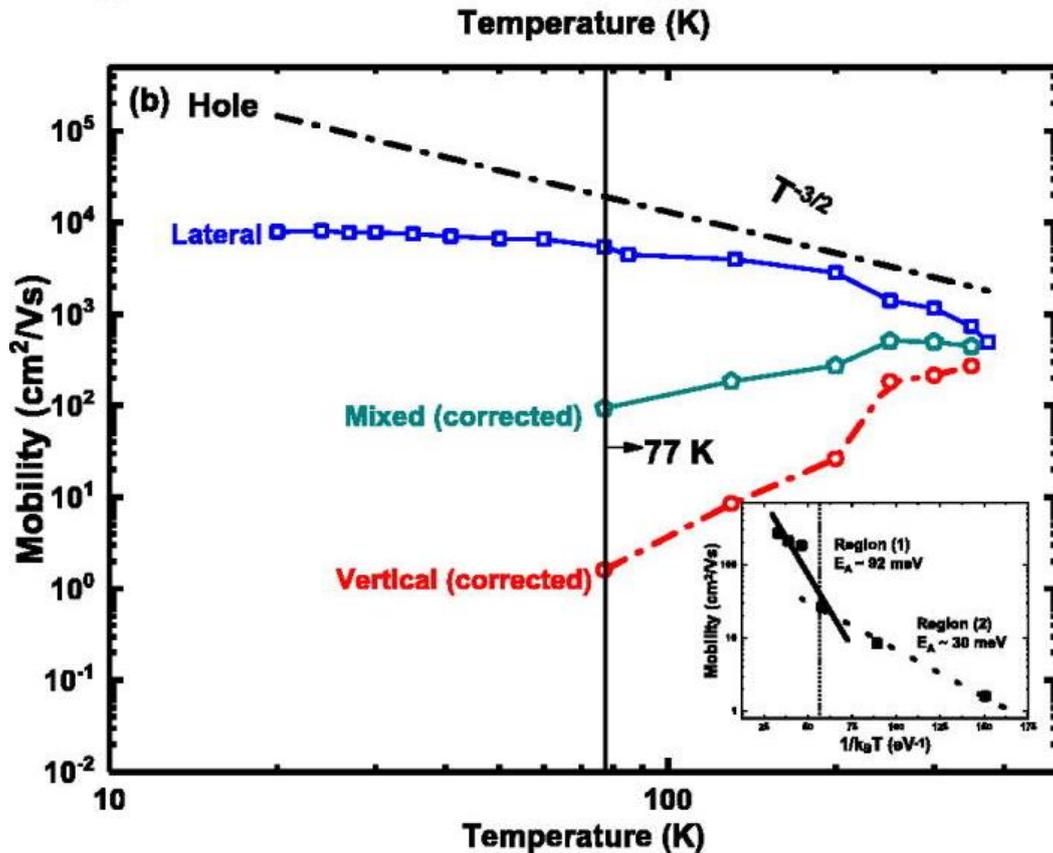


FIGURE 4.21 – Mobilités des trous expérimentalement mesurées par l'équipe du SNL (Sandia National Laboratories) en fonction de la température [Casias et al., 2020]. L'encart correspond au diagramme d'Arrhénius de la mobilité verticale.

De plus, la mobilité μ_{\parallel} augmente lorsque la température diminue, résultat également trouvé dans notre démarche au paragraphe 4.3.2.2. Une autre étude sur une structure similaire, utilisant la même démarche que la nôtre a été faite par l'équipe du JPL également [Soibel et al., 2020]. Les résultats trouvés sont également similaires. Ainsi, la comparaison à la littérature permet de valider l'ensemble de nos résultats.

4.4.4 Identification des mécanismes limitants du transport

La valeur de la mobilité verticale que nous avons extraite est une valeur moyenne sur l'ensemble de la zone d'absorption. Or, la zone d'absorption est divisée en deux parties : une ZCE et une zone neutre. Il se pourrait que le mécanisme de transport soit différent d'une zone à une autre, et donc que la mobilité extraite soit une valeur moyennée sur deux mécanismes de transport. En effet, lorsque la structure à SR est soumise à un champ électrique, parallèle à la direction de croissance, les porteurs tendent à se localiser sur des niveaux d'énergie discrets, et la cohérence spatiale des fonctions d'onde est réduite. Ainsi, le quasi-continuum d'états se scinde en un ensemble de niveaux d'énergie discrets équidistants en énergie d'une quantité $\Delta E = q \times F \times d_{SR}$ avec d_{SR} la période du SR. L'ensemble de ces états constitue l'échelle de Wannier-Stark des niveaux d'énergie. La limite des forts champs est définie par $F \gg \Delta / (qd_{sr})$ avec Δ la largeur de la minibande. Pour notre structure, la largeur de la minibande des trous lourds est de 9 meV et la période du SR est de 5.5 nm. Il vient que la limite

4. Étude des propriétés de transport des trous

des forts champs est de 17 kV/cm . Le champ électrique dans la ZCE se calcule à l'aide de la formule $F = (V_{bi} - V)/Z_n(V)$ avec V_{bi} le potentiel interne, et Z_n la ZCE dans la zone d'absorption. À -0.4V , il vient que $F = 11.4 \text{ kV/cm}$, à -1V $F = 15.6 \text{ kV/cm}$, la structure se rapproche de cette limite, mais ne la dépasse pas. Néanmoins, nous avons utilisé l'épaisseur maximale de bande minibande de valence accessible à 150K , pour arriver à ce résultat. Il est fortement probable que la limite des forts champs soit dépassée, et que le régime Wannier-Stark soit atteint. En revanche, cela pourrait se vérifier expérimentalement. Dans une étude d'une diode SR InAs/GaSb PIN GaSb-rich de type P [Delmas, 2015], l'échelle de Wannier-Stark est présente, la réponse spectrale de la photodiode varie avec la tension de polarisation. Ces variations sont reliées aux résonances entre les différents sous-niveaux provenant de la distorsion des minibandes due au champ électrique. Pourtant, dans notre structure, la forme de la réponse spectrale est indépendante de la tension de polarisation comme cela s'observe sur la Figure 4.6. Cependant, dans le cas de la diode PIN les minibandes de valence et de conduction sont dans le régime de Wannier-Stark, alors que dans notre structure seule la minibande de valence des trous lourds serait dans ce régime. En effet, la minibande de conduction est suffisamment large pour ne pas tomber dans le régime Wannier-Stark. En conséquence, l'effet sur la réponse spectrale devrait être moins important également.

Une conséquence importante est qu'il n'est plus certain que la collecte des porteurs se fait à 100% lorsque les porteurs diffusent jusqu'à la ZCE ou qu'ils sont photogénérés dans celle-ci. Expérimentalement, il est difficile de savoir si cela est le cas ou non car l'augmentation du rendement quantique avec la tension de polarisation contredit en partie chaque argument que nous présentons dans la suite. D'une part, la saturation du rendement quantique après la tension de polarisation V_{on} n'est pas stricte. Le rendement quantique continue à augmenter avec la tension de polarisation, même à haute température, alors que pour la barodiode SR InAs/GaSb LWIR étudiée au paragraphe 3.4 la saturation du rendement quantique est stricte après la tension de polarisation V_{on} . Malgré une longueur de diffusion qui est deux fois plus importante que l'épaisseur de la zone d'absorption à 200K , il ne semble pas y avoir de saturation stricte du rendement quantique, ce qui pourrait être dû justement à la collecte par la ZCE qui n'est pas efficace à 100% . D'autre part, si le régime de Wannier-Stark est présent, nous devrions alors voir des augmentations/diminutions du rendement quantique en fonction de la tension de polarisation selon que les résonances entre les différents sous-niveaux sont atteintes ou non, or, cela n'est pas le cas. D'après une étude du JPL sur une structure similaire [Soibel et al., 2020], l'augmentation du rendement quantique avec la tension de polarisation après le V_{on} serait bien liée à une meilleure collecte par la ZCE d'après une comparaison simulation/expérience, où la collecte est supposée être à 100% par la ZCE. Nous considérons alors que le cas est le même ici.

Une étude menée par B.V Olson sur une structure $\text{InAs}_{0.97}\text{Sb}_{0.03}/\text{InAs}_{0.55}\text{Sb}_{0.45}$ LWIR de période ($102.6 \text{ \AA}/18.9 \text{ \AA}$) a permis d'identifier les potentiels mécanismes qui dégradent la mobilité des trous [Olson et al., 2017]. Le résultat obtenu est affiché en Figure 4.22. Sa mobilité est également thermiquement activée, de plus, il a affiché les calculs théoriques de mobilité limité par les mécanismes de phonons acoustiques (en rouge) ou d'impuretés ionisées (en bleu). Nous voyons clairement que ces mécanismes ne peuvent pas expliquer ce comportement de la mobilité. Dans sa figure, il identifie 4 régions à mesure que la température détecteur diminue :

- La région 1 correspondrait au transport par minibande.
- La région 2 correspondrait au transport par minibande mais gêné par l'existence de pièges proches de la bande de valence. Ces pièges seraient capables de capturer temporairement les porteurs puis de les relâcher. Ces pièges sont représentés dans l'encart de la Figure 4.22 qui

représente l'énergie en fonction de la densité d'état : l'énergie d'activation extraite serait la différence d'énergie entre le haut de la bande de valence et la zone de densité des pièges dans le gap. Ces pièges seraient créés par du désordre dans la structure du super-réseau. La mobilité résultante possède alors une mobilité de la forme : $\mu \propto \exp((E - E_v)/k_B T)$ avec $E - E_v = \epsilon_2$, l'énergie d'activation identifiée par Olson.

- La région 3 correspondrait à un transport par saut assisté par des phonons entre les différents pièges et l'énergie d'activation thermique ainsi identifiée serait celle du saut.
- La région 4 correspondrait à des sauts entre différents défauts, qui a une faible dépendance avec la température.

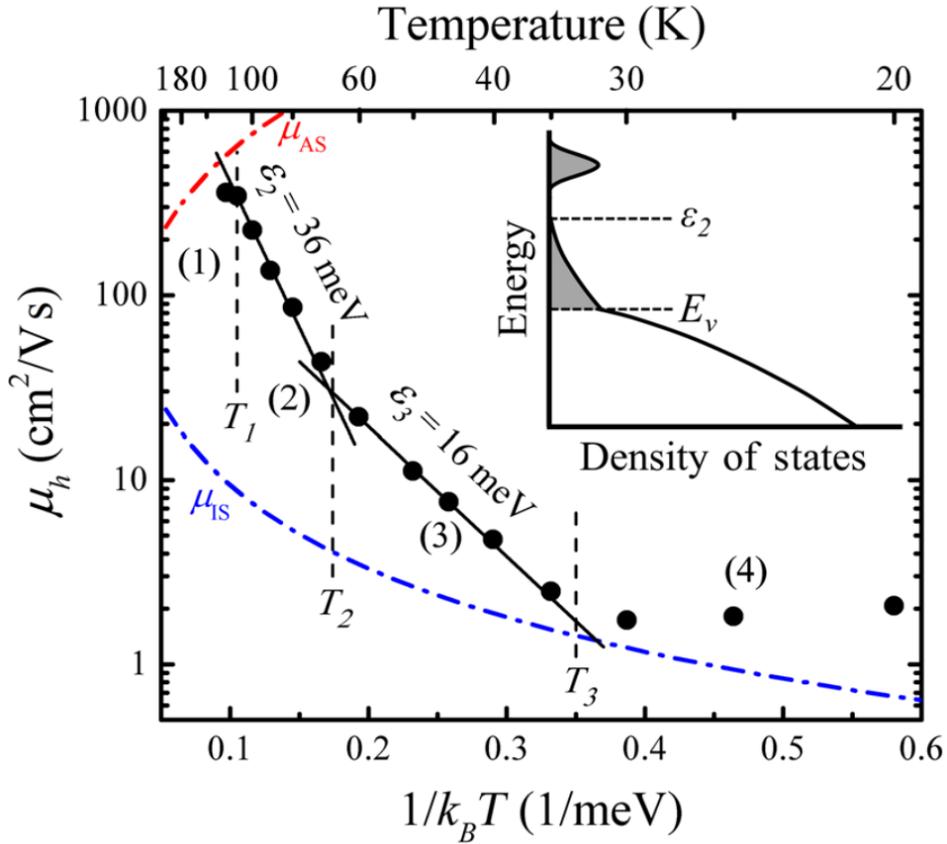


FIGURE 4.22 – Mobilité verticale μ_{\perp} en fonction de la température d'après l'étude de B.V.Olson [Olson et al., 2017]. L'encart représente l'énergie en fonction de la densité d'états. Nous pouvons voir une "extension" de la bande de valence qui serait due à des pièges présents dans le gap.

Si nous revenons à notre structure, une différence importante avec l'échantillon de Olson est que la période de notre super-réseau est plus faible ($41 \text{ \AA} / 14 \text{ \AA}$), soit deux fois plus petite puisque nous travaillons dans le MWIR. Il est donc étonnant qu'une structure LWIR de période plus épaisse (et donc des épaisseurs de puits pour les trous plus élevées) aient une mobilité plus élevée que notre structure. Cette dégradation de la mobilité plus marquée dans le MWIR que dans le LWIR est liée au mécanisme limitant la mobilité des porteurs. En effet, des variations locales de périodes [Lin et al., 2015] ainsi que du désordre d'alliage [Wood et al., 2015] sont à l'origine des pièges proches de la bande de valence, qui dégradent donc la mobilité. Or, il a été constaté par l'université d'Arizona [Lin

4. Étude des propriétés de transport des trous

et al., 2015], que la localisation des porteurs par les pièges était plus importante lorsque la période du super-réseau diminue. C'est pourquoi, il n'est finalement pas étonnant de constater que la mobilité dans une structure MWIR est plus faible que dans une structure LWIR.

Pour notre structure, les régions 1 et 2 identifiées dans la Figure 4.20 pourraient correspondre aux régions 2 et 3 de la Figure 4.22. Nous pouvons vérifier si la condition de transport par minibande est remplie grâce à la relation 1.14 :

$$l_{pm} = \frac{\Delta d}{\hbar} \tau_{relax} > d \quad (4.13)$$

avec $\Delta = 9 \text{ meV}$ à 150K et un temps de relaxation τ_{relax} d'environ 0.01 ps extrait à partir de la mobilité expérimentale, nous trouvons que le libre parcours moyen $l.p.m$ est d'environ 0.75 nm ce qui est inférieur à la période du super-réseau de 5.5 nm : il n'y a donc pas de minibande formée à cette température. Nous trouvons que la condition n'est jamais remplie quelle que soit la température du détecteur. Donc les régimes 1 et 2 identifiés par Olson ne sont pas atteints par notre structure. De plus comme la mobilité ne présente pas de plateau, nous en déduisons qu'il n'y a qu'un seul régime atteint dans notre gamme de température : le transport par sauts. Avec nos incertitudes de mesures, il est possible de n'avoir qu'une seule pente, ce qui serait compatible avec le résultat obtenu par l'équipe du SNL qui obtient le régime 2 à partir de 230K. Quoiqu'il en soit, il est désormais évident que la transport par minibande n'est pas atteint par les trous dans notre structure.

4.5 Optimisation de la structure SR InAs/InAsSb

L'ensemble des études expérimentales et théoriques nous a permis de mieux cerner les forces et faiblesses du design et du matériau de façon générale. Nous en faisons une analyse synthétique afin de pouvoir dresser les pistes d'optimisation.

La zone d'absorption : La matériau super-réseau InAs/InAsSb possède à la fois une très bonne absorption ainsi qu'un bon temps de vie. Cependant, sa mobilité est fortement pénalisée par l'existence de pièges créés par de possibles variations locales de périodes du super-réseau ou du désordre d'alliage. La première piste d'amélioration serait de mieux contrôler la croissance dans un bâti dédié. La deuxième piste à explorer serait d'augmenter l'épaisseur de la période pour la même longueur d'onde de coupure. En effet, les dégradations de la mobilité par les mécanismes mentionnés sont moins importants si la période est plus épaisse [Lin et al., 2015]. De plus, une période plus épaisse augmenterait également le temps de vie. Cependant, nous perdriions alors en absorption puisque le recouvrement des fonctions d'ondes serait pénalisé, il faudrait alors trouver un juste milieu entre l'optimisation du recouvrement et la dégradation de la mobilité.

En l'absence de ZCE, le rendement quantique que nous pouvons obtenir (ZA de 3 μm) à 150K avec le design actuel est représenté dans la Figure 4.23 si la longueur de diffusion des porteurs est de 3.6 μm et qu'il n'y a pas de ZCE dans la ZA. L'absence de ZCE pénalise le rendement quantique d'environ 5-6%, il y a donc une perte assez importante de porteurs photogénérés. Une solution serait, si la longueur de diffusion n'est pas améliorée, de réduire la zone d'absorption à 2.5 μm , afin de réduire la perte de porteurs.

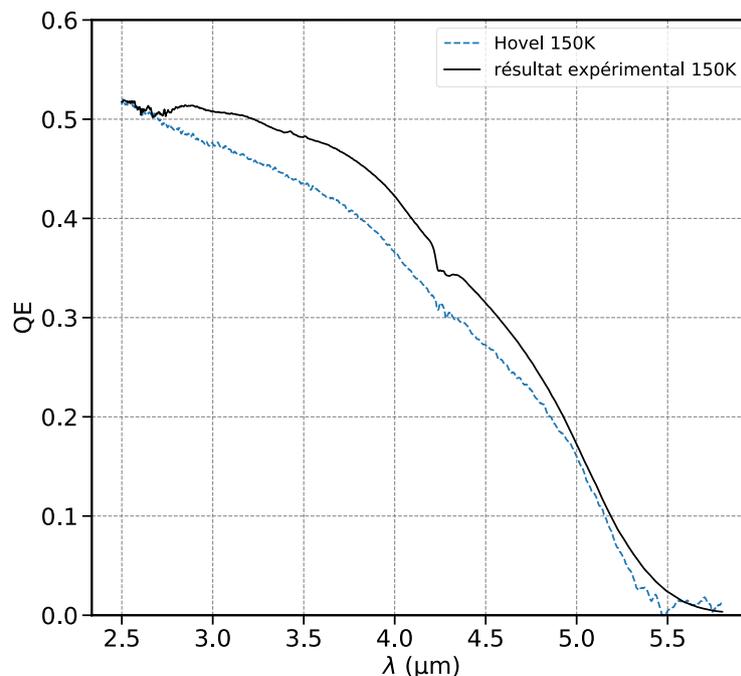


FIGURE 4.23 – Rendement quantique théorique sans ZCE comparé au rendement quantique expérimental de la barrière E743D.

5. Optimisation de la structure SR InAs/InAsSb

La barrière : La tension de turn-on requise est trop importante (-0.4V), il faut la diminuer. En effet, une tension trop importante fait basculer la barriode dans le régime GR plus facilement. Le problème de la barrière AlAsSb est qu'il s'agit d'un matériau massif, son alignement de gap avec le super-réseau est difficile à maîtriser. De plus, le dopage résiduel du matériau de type P favorise la formation d'une ZCE qui s'étend d'abord dans la zone d'absorption. Une solution serait de faire une barrière en super-réseau, qu'il est possible d'aligner plus facilement au niveau de la bande valence.

Cependant, il faudrait être capable de vérifier la hauteur de cette barrière de potentiel ΔE . Il est possible de la mesurer de façon expérimentale grâce au courant photonique. En effet, le photocourant est activé thermiquement, il peut se mettre sous la forme $A \exp(-E_a/k_B T)$ d'après D.R.Rhiger [Rhiger and Smith, 2019]. S'il n'y a pas de barrière de potentiel, une analyse de type diagramme d'Arrhénius (J vs $1/T_{det}$) est sensée donner la même énergie d'activation quelle que soit la tension de polarisation utilisée. Nous traçons donc le diagramme d'Arrhénius du photocourant à différentes tensions de polarisation pour la gamme de température [77K-150K] affiché dans l'encart de la Figure 4.24.

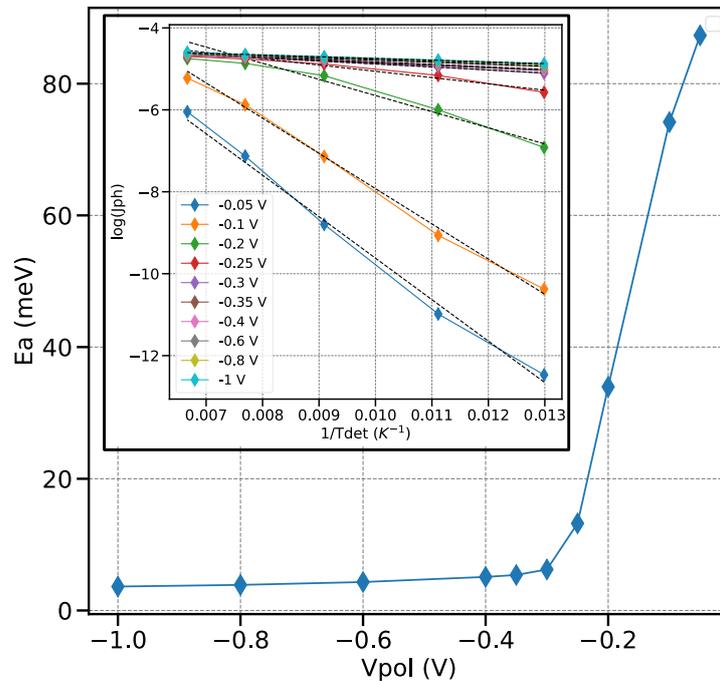


FIGURE 4.24 – Énergie d'activation extraite du diagramme d'Arrhénius en fonction de la tension de polarisation. L'encart représente le diagramme d'Arrhénius utilisé pour les extractions des énergies d'activations.

Nous pouvons voir que l'énergie d'activation (pente des courbes) diminue avec la tension de polarisation utilisée. Cela n'est pas caractéristique de l'énergie de gap qui ne varie qu'avec la température. Il s'agit en fait de la barrière de potentiel qui fait varier le photocourant. Plus la tension de polarisation augmente, plus celle-ci se réduit jusqu'à complètement laisser passer les porteurs minoritaires et donc le photocourant devient alors indépendant de la tension de polarisation. L'énergie d'activation s'écrit alors $E_a(V) = \Delta E(V) + \Delta E_{gap}$ avec ΔE_{gap} la variation d'énergie de gap avec la température et $\Delta E(V)$ la barrière de potentiel qui varie avec la tension de polarisation. Le tracé de l'énergie d'activation en fonction de la tension de polarisation est effectué dans la Figure 4.24 : nous pouvons voir

qu'il sature à partir de $-0.4V$, tension de turn-on V_{on} de nos barrières, à environ 3 meV , qui est ΔE_{gap} puisque la barrière est vaincue. La barrière de potentiel est alors d'environ 80 meV à 0 V . Cette valeur est retrouvée par l'IES dans leur calcul théorique du courant d'obscurité.

La gravure : Parmi les trois gravures présentées, la gravure mid-etch (E743M) semble la plus prometteuse. Elle possède le rendement quantique de la barrière E743D sans contribution latérale et sa densité de courant d'obscurité semble partiellement pénalisée par le courant surfacique à basse température uniquement. En effet, le diagramme d'Arrhénius des trois barrières est affiché dans la Figure 4.25. Nous avons corrigé la barrière E743S de la contribution latérale en prenant comme $L_{d,\parallel} = 73 \mu\text{m}$. La correction sert uniquement de première approximation puisque la longueur de diffusion latérale varie avec la température. Cependant, la mesure de la mobilité par l'équipe du SNL (affichée en Figure 4.21) montre qu'elle varie légèrement dans notre gamme température, l'approximation reste donc plutôt bonne. La gravure E743M permet de supprimer la contribution latérale mais reste pénalisée par les courants surfaciques (mais moins que la E743D). Une prochaine étude devrait consister à étudier la performance de barrière gravées juste en dessous de la barrière (d'une centaine de nm) afin de voir si nous pouvons obtenir à la fois la suppression de la contribution latérale et limiter le courant surfacique de façon satisfaisante à $150K$.

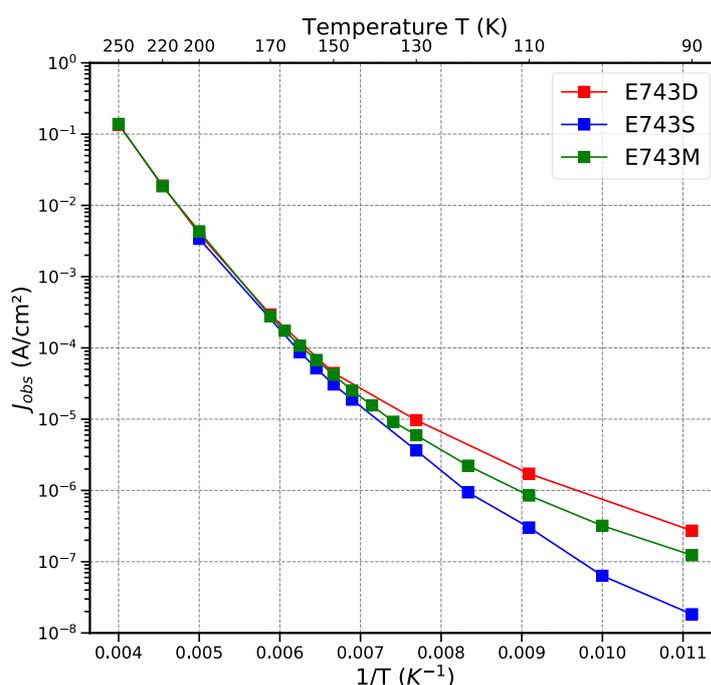


FIGURE 4.25 – Diagramme d'Arrhénius de la densité de courant d'obscurité des trois barrières extrait à $-0.4V$. La barrière E743S a été corrigée de sa longueur de diffusion latérale.

Cependant, ces considérations sur la gravure pourraient ne pas être prises en compte, au premier abord, pour deux raisons importantes. La première concerne la température de fonctionnement, le détecteur est fait pour fonctionner à $150K$, pas à une température inférieure. Or, comme nous pouvons le constater sur la Figure 4.25, à $150K$ il semblerait que le courant d'obscurité soit le même pour les trois barrières. Cependant, nous voyons que c'est à partir de $150K$ que le courant surfacique semble devenir dominant pour la barrière E743D. Sachant que les barrières sont en régime GR, nous pouvons

prédire qu'en l'absence de ZCE, il est fort probable que le courant surfacique soit alors celui dominant pour la barrière E743D et non le régime de diffusion à 150K. Il s'agit d'une hypothèse à vérifier.

La deuxième raison est le phénomène de "cross-talk" en configuration matricielle qui se produirait avec une gravure de type shallow-etch. Des porteurs générés dans un pixel pourrait diffuser vers un autre pixel et ainsi dégrader la FTM du détecteur. Cependant, plusieurs solutions pour réduire le cross-talk ont été proposées, historiquement pour le HgCdTe :

- Avoir un champ électrique parallèle à la direction de croissance dans la ZA. Malheureusement, cette solution n'est pas compatible car le design de la barrière élimine la ZCE de la ZA.
- Avoir un gradient de concentration dans la ZA. Cependant, cela crée un champ électrique interne dans la ZA. De plus, cela peut affecter la réponse spectrale et l'efficacité du gradient diminue quand la température détecteur augmente.
- Avoir une gravure dite "shoulder-etch". La gravure mid-etch étudiée dans ce chapitre a montré des performances de rendement quantique et de courant d'obscurité de type deep-etch. Il est très difficile à notre niveau d'expliquer exactement comment ce type de gravure a pu supprimer la contribution latérale. Cependant, une piste plausible est donnée par une étude des effets pénalisant de la diffusion latérale des porteurs sur la FTM de composants HgCdTe et InSb en configuration planar [Gravrand et al., 2014], si la longueur de diffusion est comparable au pas pixel. Dans cette étude, la FTM mesurée d'un composant InSb laisse suggérer que la longueur de diffusion latérale est de 20 μm , alors qu'elle devrait être plutôt de 40 μm . La vitesse de recombinaison de surface (VRS) permettrait d'expliquer cette différence. En effet, une modélisation de la FTM avec la prise en compte de la vitesse de recombinaison de surface montre une amélioration de la FTM (la valeur à une fréquence donnée augmente). Ainsi, la diffusion latérale semblerait diminuer à cause de la vitesse de recombinaison de surface. Il s'agit d'un résultat qui peut surprendre, car les états de surface affecteraient seulement, au premier abord, le transport des porteurs lorsqu'ils sont proches de la surface. Or, ce résultat montrerait que leur influence est plus profonde dans le volume du matériau. Nous rappelons également que les matériaux III-V se caractérisent par une densité de défauts de surface très importante, qui peuvent être liées à des vitesses de recombinaison de surface élevées. À titre de comparaison, l'InSb possède une VRS de $8 \times 10^5 \text{ cm/s}$ [Shtrichman et al., 2007], le SR InAs/GaSb une VRS de $5 \times 10^4 \text{ cm/s}$ [Li et al., 2007] et le HgCdTe une VRS de 200 cm/s [Gaucher et al., 2013]. Ainsi, exposer la surface de la zone d'absorption par la gravure partielle (une centaine de nm pour la gravure shoulder-etch) pourrait permettre de réduire la contribution latérale de façon importante. Il faut cependant ne pas oublier la dégradation du courant d'obscurité due au courant surfacique, qui n'est pas encore qualifiée correctement à 150K, car notre barrière était dans le régime GR dominant à cette température.

4.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons étudié une barrière SR InAs/InAsSb de type nBn avec trois types de gravure : shallow-etch, mid-etch et deep-etch (E743S, E743M et E743D). Nous avons réalisé des mesures de courant d'obscurité et de rendement quantique afin d'évaluer la performance du composant ainsi qu'étudier l'influence de la gravure sur les performances électro-optiques. Néanmoins, les résultats présentés ici ont été obtenus seulement sur quelques diodes, des études plus approfondies (sur plus de diodes) sont nécessaires pour confirmer avec certitude les résultats obtenus.

Dans un premier temps, je me suis intéressé aux mesures expérimentales. En termes de courant d'obscurité, les trois barrières affichent un régime GR à la température de fonctionnement qui est de 150K, montrant l'existence d'une ZCE entre la barrière et la zone d'absorption. De plus, la barrière shallow-etch montre la meilleure performance en courant d'obscurité, sa zone d'absorption n'étant pas exposée, sa densité de courant d'obscurité est la plus faible (une fois corrigée). Néanmoins, nous avons également pu voir que la barrière E743M affiche une performance intermédiaire entre les deux autres barrières. En termes de rendement quantique, la valeur mesurée est élevée comparée à la littérature, cependant cela s'explique par l'existence de la ZCE. Nous avons extrait une tension de "turn-on" de -0.4 V, ce qui montre l'existence d'une barrière de potentiel relativement importante dans la bande de valence entre la barrière et la zone d'absorption. Le rendement quantique augmente avec la température jusqu'à saturer à 200K-220K, ce qui n'était pas nécessairement attendu.

Dans un second temps, j'ai cherché à extraire, via les équations de Hovel, la longueur de diffusion verticale $L_{d,\perp}$ des trous dans la structure. Je trouve à $T_{dét} = 150K$ que la $L_{d,\perp}$ vaut 3.6 μm environ, ce qui n'est pas suffisant pour complètement collecter les porteurs photogénérés dans la zone d'absorption qui fait 3 μm . La mesure des rendements quantiques des barrières E743M et E743S montre deux choses : d'une part, la contribution latérale de la shallow-etch est importante et d'autre part le rendement quantique de la barrière E743M est égale à celui de la E743D. Cela signifie que la gravure mid-etch suffit à supprimer la contribution latérale et qu'elle ne dégrade pas la performance de rendement quantique du design. C'est pourquoi, la comparaison des rendements quantiques des barrières E743S et E743D me permet d'extraire une longueur de diffusion latérale $L_{d,\parallel}$ de 73 μm à 150K, en supposant que la barrière E743S a la même performance que la barrière E743D.

Dans un troisième temps, je me suis intéressé aux propriétés de transport des trous dans la structure, en collaboration avec le LPENS pour les calculs théoriques. Les calculs montrent que le transport vertical est amélioré par la contribution des vecteurs d'onde latéraux en réalité, d'où des longueurs de diffusion importantes dans notre structure. Les calculs prévoient un transport par minibande et un rapport entre les mobilités $\mu_{\parallel}/\mu_{\perp}$ d'environ 7 à 150K. Cependant, les mesures expérimentales montrent une mobilité verticale très limitée et un rapport des mobilités d'environ 400 à 150K. Cette faible mobilité s'explique par l'intervention de mécanismes élastiques non pris en compte lors des calculs que sont : des variations locales de période et du désordre d'alliage.

Enfin, grâce à l'étude menée dans ce chapitre, je propose des pistes d'optimisations de la structure pour améliorer les performances de rendement quantique et de courant d'obscurité pour de futurs détecteurs SR InAs/InAsSb.

Conclusion Générale

Cette thèse réalisée au sein de l'ONERA, en collaboration étroite avec l'IES Montpellier, a eu pour objectif l'étude des barrières super-réseaux InAs/GaSb MWIR et LWIR ainsi que des super-réseaux InAs/InAsSb MWIR pour la détection infrarouge. Ce travail s'inscrit dans la suite d'une démarche, entamée en 2002, de l'étude des super-réseaux pour la détection infrarouge. Il s'est appuyé sur l'expertise de croissance par épitaxie par jets moléculaires de l'IES ainsi que sur les compétences de caractérisations électro-optiques de l'ONERA.

Le premier chapitre a présenté le contexte de la détection infrarouge et les principaux défis rencontrés par ceux-ci (problématique Size, Weight and Power dite SWaP). La structure super-réseau a été présentée. Ses différentes caractéristiques comme sa flexibilité pour ajuster la longueur d'onde de coupure, sa masse effective élevée, le temps de vie Auger limité, font de cette structure un matériau de choix pour la fabrication de détecteurs infrarouge. Le transport par minibande des porteurs dans la direction de croissance est le mécanisme primordial de cette structure, qui dépend fortement de la géométrie (et des constituants) de la période du super-réseaux ainsi que de la qualité matériau qui imposent alors une très grande maîtrise de la croissance de cette structure. Cependant, l'existence d'un courant GR important dans les photodiodes PIN à super-réseaux, empêche d'atteindre des performances satisfaisantes. C'est pourquoi, l'architecture à barrière, appelée barrière, est utilisée pour les super-réseaux. Elle est constituée de trois couches : le contact, la barrière et la zone d'absorption. Le rôle de la barrière est double : empêcher le passage des porteurs majoritaires et contenir le champ électrique, afin que la structure soit dans le régime de diffusion. De plus, cette nouvelle structure permet d'envisager de ne graver que le contact (gravure partielle dite « shallow-etch »). Cela permet de supprimer les courants de fuites surfaciques qui imposaient jusque-là, à la communauté, de trouver des solutions afin de passer les flancs des diodes gravées complètement.

Dans le chapitre deux, nous avons étudié la qualité image d'un détecteur commercial matriciel de type barrière à super-réseaux InAs/GaSb MWIR à la température de 80K. Je me suis plus particulièrement intéressé au nombre de pixels clignotants et à leur effet sur la qualité image du détecteur à travers la stabilité temporelle. Pour cela, j'ai mené une étude statistique des pixels RTS en utilisant un algorithme de détection des pixels RTS développé à l'ONERA par Maxence Guénin pour des détecteurs HgCdTe. J'ai pu montrer que leur nombre est limité (<0.3% des pixels de la matrice), leur fréquence d'apparition aussi et leur impact sur la stabilité temporelle est faible. En parallèle, j'ai aussi exploré plus en profondeur la définition de la qualité image et évalué l'efficacité de différents protocoles d'étalonnage. J'ai montré que la stabilité temporelle ne doit pas être étudiée avec des images moyennées et que la correction deux points reste la plus efficace et la moins contraignante par

6. Conclusion du chapitre

rapport aux autres corrections étudiées. Ces résultats encourageants ont motivé l'étude de la filière super-réseaux pour le HOT MWIR.

Dans le chapitre trois, j'ai présenté l'ensemble des moyens expérimentaux mis en oeuvre pour la caractérisation électro-optique de barrières super-réseaux InAs/InAsSb HOT MWIR et InAs/GaSb LWIR sous forme de monoéléments. À cette fin, j'ai développé un banc de mesures électro-optiques afin de pouvoir caractériser les monoéléments à différentes températures de fonctionnement et différentes bandes spectrales. Le banc a été conçu pour la caractérisation la plus exigeante : celles des barrières LWIR InAs/GaSb. C'est pourquoi, un bilan radiométrique et une étude géométrique (tolérancement) ont été effectués afin que les détecteurs ne voient que l'intérieur de la cavité du corps noir avec la même ouverture. Enfin, une étude de densité de courant d'obscurité et de rendement quantique a été menée sur une barrière « shallow-etch » LWIR InAs/GaSb refroidie à 80K, comme étude de cas, afin de dresser une méthodologie de mesure. Nous voyons que leur mesure est délicate car la surface de collecte dans une barrière shallow-etch est définie par la taille de la gravure à laquelle il faut rajouter la longueur de diffusion latérale des porteurs photogénérés dans la zone d'absorption qui n'est pas gravée. C'est pourquoi, la longueur de diffusion des porteurs a été mesurée via la mesure de courant en fonction de la surface de barrières de tailles différentes, méthode utilisée par la communauté. Malheureusement, la longueur de diffusion extraite n'a pas permis de corriger le rendement quantique de sa contribution supplémentaire. Il serait alors nécessaire d'effectuer des mesures complémentaires sur une barrière gravée complètement (« deep-etch ») pour connaître le vrai rendement quantique et une barrière avec une gravure intermédiaire (« mid-etch ») afin de s'assurer que la différence de rendement quantique entre les gravures « shallow-etch » et « deep-etch » provient seulement de la contribution latérale et non pas d'une éventuelle dégradation due à la gravure. En complément, j'ai décidé de simuler le rendement quantique de la barrière « deep-etch », pour en extraire la longueur de diffusion verticale (direction de croissance) afin de m'assurer que la performance obtenue est bien comparable à la littérature et par la même occasion de la validité du rendement quantique.

Le chapitre 4 est dédié à l'étude des performances électro-optiques de barrières super-réseaux InAs/InAsSb XBn MWIR avec les trois types de gravure évoquées précédemment. L'étude du courant d'obscurité a montré que, quelle que soit la gravure, la barrière est dans le régime GR : une zone de charge d'espace s'est formée entre la barrière et la zone d'absorption. Néanmoins, les valeurs de rendement quantique obtenues sont élevées, le maximum théorique est presque atteint à 200K (53% environ) soit une collecte proche de 100%, ce qui montre de bonnes propriétés de transport des trous qui sont les porteurs minoritaires dans la structure. L'étude de l'influence de la gravure a montré qu'il n'y a pas de dégradation du rendement quantique, nous trouvons même qu'une gravure « mid-etch » (gravure s'arrêtant au milieu de la zone d'absorption) suffit à supprimer la contribution latérale. Ces très bonnes valeurs de rendement quantique sont en contradiction avec les premières prédictions théoriques : en effet, dans la direction de croissance, les trous sont localisés dans les puits de InAsSb, le transport par minibande n'est pas possible. Cependant, une étude plus subtile a été menée en collaboration avec le LPENS, elle a montré qu'en réalité le transport vertical (dans la direction de croissance) est amélioré grâce à la contribution des vecteurs d'onde des directions latérales (parallèles aux couches). Cela permettrait d'expliquer les bonnes performances observées sur notre structure. Afin de valider ces prédictions théoriques, les longueurs de diffusion latérale et verticale des porteurs ont été extraites expérimentalement. Nous en avons déduit ensuite les mobilités des porteurs, grâce à des mesures temps de vie réalisées sur la structure. La valeur de mobilité est plutôt faible (de l'ordre de $10 \text{ cm}^2/V.s$). Nos valeurs expérimentales ont été validées par la littérature, où les

valeurs et les évolutions en température sont les mêmes. Les mécanismes limitants pour la mobilité seraient des variations locales de période du super-réseaux et de la rugosité d'interface due au ternaire.

Afin d'améliorer les performances de courant d'obscurité et de rendement quantique, je propose d'élargir la période afin de limiter/supprimer l'impact des mécanismes dégradant la mobilité des porteurs et d'augmenter le temps de vie, néanmoins un compromis devra être trouvé avec le recouvrement qui lui diminue quand la période du super-réseau s'élargit, impactant alors le coefficient d'absorption. En ce qui concerne la gravure, celle « mid-etch » est la plus prometteuse car elle permet de supprimer la contribution latérale tout en ayant une bonne performance de courant d'obscurité. Les efforts devront donc se poursuivre à comprendre cette performance.

Au final, cette thèse a permis d'acquérir des connaissances plus solides sur les bariodes à super-réseaux. Les bonnes performances obtenues pour le super-réseaux InAs/InAsSb ont motivé le lancement de la fabrication matricielle avec une gravure partielle (« shallow-etch » ou « mid-etch ») par le III-V Lab dans le cadre de l'ANR HOT MWIR. La fabrication devrait aboutir fin 2022 - début 2023.

D'une manière générale, cette thèse a apporté différents outils de caractérisation à l'ONERA. Le protocole d'évaluation robuste et les outils de description statistique des pixels RTS sont utilisés par l'équipe du laboratoire CIO pour caractériser d'autres détecteurs infrarouge. J'ai établi que le nombre de pixels RTS et leur effet sur la stabilité temporelle est négligeable mais cela était à 80K pour le super-réseaux InAs/GaSb. Une thèse ayant débuté cette année (2021) par Mihary Ramiandrasoa pour l'études des performances électro-optiques de bariodes à super-réseaux HOT MWIR, étudiera des matrices à super-réseaux InAs/InAsSb. Les protocoles et les outils développés dans cette thèse pourront alors être utilisés afin de statuer sur la bonne performance de la filière à super-réseaux en termes de pixels RTS pour le HOT MWIR. Cette problématique que j'ai abordée seulement dans le chapitre deux, devient de plus en plus importante car l'augmentation de la température détecteur (qui peut augmenter le nombre de pixels RTS) est un des nerfs de guerre de la filière infrarouge refroidie. Elle est également inévitable pour l'utilisation des super-réseaux pour des applications spatiales, car dans la bande spectrale du visible les détecteurs CMOS sont déjà confrontés à du bruit RTS induit par les irradiations présentes dans l'espace. C'est pourquoi, des travaux sont déjà effectués pour qualifier la tolérance des super-réseaux aux irradiations, avec la thèse de Clara Bataillon commencée en 2020, dont le sujet est de comprendre les mécanismes de défauts mis en oeuvre induisant la dégradation des performances du composant lors de l'irradiation et d'envisager des solutions technologiques de fabrication du composant T2SL pouvant réduire l'influence de l'activation/la création de défauts sous irradiation.

Tandis que le banc de mesure électro-optiques a déjà servi au cours de cette thèse à caractériser des photodiodes à super-réseaux InAs/GaSb LWIR et des bariodes à super-réseaux InAs/GaSb LWIR ayant subi des irradiations (protons). Ce banc est désormais utilisé pour deux autres thèses, celle de Clément Gureghian qui étudie des photodétecteurs nanostructurés à base de super-réseaux et celle de Mihary Ramiandrasoa pour les bariodes à super-réseaux HOT MWIR. Une des limites du banc se situe sur le rapport courant photonique à courant d'obscurité, comme la mesure est directe il faut que ce rapport soit supérieur au 10ème pour pouvoir réaliser la mesure. Cependant, si des mesures de rendement quantique doivent être réalisées avec un fort courant d'obscurité (on peut imaginer faire des études en températures dans le LWIR également), il serait nécessaire de passer à une détection synchrone. Il faudrait alors réaliser un shutter maison répondant aux critères d'encombrement et de radiométrie pour garder une grande précision de mesure.

6. Conclusion du chapitre

Les perspectives immédiates apportées par ce travail de thèse concernent le super-réseaux InAs/InAsSb. Les bonnes performances obtenues avec des échantillons fabriqués sans optimisation des dopages ou de la barrière sont très encourageantes. De plus, l'état de l'art montre que la filière a un fort potentiel en termes de rendement quantique également dans le LWIR contrairement aux prédictions théoriques, où des valeurs de rendement quantique comparables à ceux du super-réseaux InAs/GaSb ont déjà été obtenues.

Le courant d'obscurité dans les photodétecteurs

Le courant d'obscurité est le courant généré par le composant détecteur en absence de flux. Il peut être représenté par la somme de deux contributions : le courant surfacique $I_{surfacique}$ et le courant volumique $I_{volumique}$. Le courant surfacique dépend des étapes de fabrication technologique tandis que le courant volumique est dû à des propriétés intrinsèques au matériau et à l'architecture du détecteur.

A.1 Courant d'obscurité volumique

Le courant volumique provient de la zone absorbante du photodétecteur. Plusieurs mécanismes contribuent à ce courant :

- Le courant de diffusion (diff)
- Le courant de génération-recombinaison (GR)
- Le courant tunnel assisté par piège (TAT, trap assisted tunneling en anglais)
- Le courant tunnel bande à bande (BTB, band to band tunneling en anglais)

A.1.1 Diffusion

Le courant de diffusion provient de porteurs générés thermiquement dans la zone neutre de la barrière, qui vont être collectés par diffusion lorsqu'ils atteignent les couches contact. Il s'exprime sous la forme :

$$J_{diff} = \frac{qe_{ZA}}{\tau_{vie}N_{dop}}n_i^2 \tanh\left[\frac{e_{ZA}-W}{L_{diff}}\right]\left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right)-1\right] \quad (\text{A.1})$$

avec q la charge électrique, L_{diff} et τ_{vie} la longueur de diffusion et le temps de vie du porteur, N_{dop} le dopage de la zone absorbante, n_i la concentration intrinsèque de porteurs, V tension appliquée, k_B constante de Boltzmann, T la température, e_{ZA} épaisseur de la zone d'absorption et enfin W la largeur de la ZCE. Cette formule n'est valable que si la longueur de diffusion L_{diff} des porteurs est supérieure à l'épaisseur e_{ZA} de la zone d'absorption.

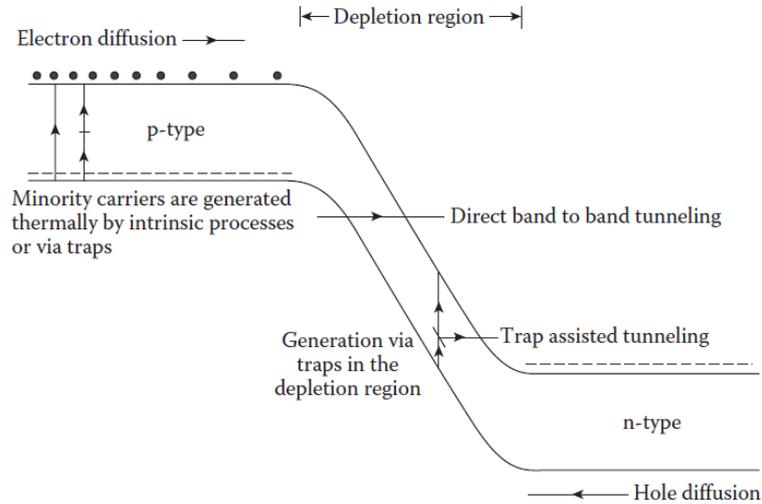


FIGURE A.1 – Représentation du diagramme de bande d'une jonction PN et des différents contributions au courant d'obscurité volumique.

La concentration intrinsèque de porteurs n_i pour un matériau massif (3D) est :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_b T}\right) \quad (\text{A.2})$$

C'est pourquoi lors de l'analyse du diagramme d'Arrhenius (qui est en logarithme) du courant d'obscurité, la densité de courant en régime de diffusion proportionnel à n_i^2 a une pente en $-E_g/k_B T$ dans le diagramme.

A.1.2 Generation-Recombinaison

Le courant d'obscurité GR trouve son origine dans la zone de charge d'espace. En effet, la présence d'un champ électrique permet son augmentation. Le courant GR comme son nom l'indique décrit deux mécanismes : la Génération de porteurs et la Recombinaison de porteurs dus à des pièges, défauts dans le matériau. Ces pièges peuvent aussi bien capturer des porteurs qu'en générer grâce à l'énergie d'agitation thermique. Nous comprenons donc qu'il s'agit de deux mécanismes qui entrent en compétition l'un avec l'autre [Shockley and Read Jr, 1952]. Ces pièges dits SRH (du nom de ceux qui les ont décrits Shockley-Read-Hall) sont présents partout dans le matériau, quelle que soit la température du courant GR est présent. Cependant, comme décrit par [Hall, 1952] si un champ électrique est présent dans le matériau, le mécanisme de Recombinaison est fortement diminué, il vient que le mécanisme de Génération devient dominant et il y a alors une augmentation du courant d'obscurité. La densité de courant GR est donnée par :

$$J_{GR} = \frac{2k_B T n_i}{\tau_{vie}(V_{bi} - V)} W \sinh\left(\frac{qV}{2k_B T}\right) \int_0^\infty \frac{1}{z^2 + 2z \exp(-qV/k_B T) + 1} dz \quad (\text{A.3})$$

avec V_{bi} le potentiel de diffusion (dit "built-in" en anglais), τ_{vie} le temps de vie des porteurs minoritaires.

A.1.3 Tunnel assisté par piège

Le courant TAT est dû à des porteurs minoritaires qui occupent des états de pièges ("trap states" en anglais) soit dans la ZCE ou proche de la ZCE et qui traversent la ZCE par effet tunnel (voir Figure A.1). Cela consiste d'abord en une transition thermiquement activée de la bande de valence vers le site du piège de niveau d'énergie E_t puis d'un effet tunnel sans variation d'énergie du site du piège vers un état vide de la bande de conduction. La densité de courant s'écrit :

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

avec m_t la masse effective du porteur pour l'effet tunnel, E_t le niveau d'énergie du piège dans la bande interdite, N_t la densité de pièges, M^2 l'élément de matrice associé au potentiel du piège et E le champ électrique moyen à l'interface barrière/zone d'absorption.

A.1.4 Tunnel bande à bande

Les courants BTB provient de porteurs qui passent directement de la bande de valence d'un côté de la jonction à la bande de conduction de l'autre côté, sans changement de niveau d'énergie (voir Figure A.1). Ce courant est apparent lorsque la polarisation inverse est très importante, car la probabilité d'alignement des bandes est plus élevée. La densité de courant associée s'écrit :

$$J_{BTB} = \frac{q^3 E V}{4\pi^2 \hbar^2} \sqrt{\frac{2m_t}{E_g}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_t E_g^3}}{3qE\hbar}\right) \quad (\text{A.5})$$

A.2 Courant surfacique

En plus du courant volumique, un courant surfacique ou de fuite peut s'y additionner. Ce courant a pour origine des états surfaciques qui ont généralement pour origine la rupture de la périodicité cristalline. Les atomes en surface se retrouvent alors avec des "liaisons pendantes". La surface ainsi exposée peut s'oxyder et créer des états supplémentaires de surface. Ces états peuvent piéger des porteurs et modifier les populations dans les bandes, ce qui a pour effet de créer de la courbure de bande, en raison de la différence de potentiel entre la surface et le volume du matériau.

Les surfaces des matériaux III-V sont caractérisés par une grande densité de défauts. Un modèle unifié des défauts [Spicer et al., 1980] montre qu'ils créent une densité d'états à la surface beaucoup plus importante que toute densité de dopage (dans le volume donc). Cela a pour effet de fixer le niveau de Fermi de la surface à celui des défauts de surface et ce quel que soit le type ou la quantité de dopage pour tous les matériaux III-V.

A.2.1 Les différentes sources

Ainsi ce niveau de Fermi fixé en surface a pour conséquence la génération de courant surfacique, il existe plusieurs mécanismes qui peuvent y contribuer [Marozas et al., 2018].

- **Conduction** : C'est un courant dont l'énergie d'activation thermique est très faible voire nulle. Il est produit par la circulation de porteurs majoritaires le long des parois de la diode.
- **TAT** : Le courant TAT est favorisé à la surface due à sa dépendance à la densité de pièges (défauts), qui est très importante en surface. Non visible dans les diodes PN car le courant GR est dominant en général, il pourra être constaté expérimentalement à basse température dans une bariode si sa barrière est exposée.
- **Diffusion** : La présence importantes de défauts va favoriser aussi le processus SRH. Il y a alors du courant d'obscurité de diffusion provenant des pièges SRH en surface. Comme il est thermiquement activé, le refroidissement permet de diminuer sa contribution.
- **Generation-Recombinaison** : Ce courant est présent si le type de la surface est différent de celui du volume. Par exemple pour une surface de type N et un volume de type P, il y a alors présence d'un champ électrique entre le volume et la surface, ce qui va générer du courant GR en surface.

A.2.2 Des stratégies pour réduire le courant surfacique : photodiode vs bariode

La contribution de conduction est la plus importante, les porteurs majoritaires pouvant passer. Pourtant dans une diode PN il existe une barrière de potentiel créée par la jonction PN. Cette barrière de potentiel bloque les porteurs majoritaires dans le volume. Cependant, la fixation du niveau de Fermi à la surface empêche la formation d'une jonction PN en surface également et donc de former une barrière de potentiel pouvant bloquer les porteurs majoritaires.

Pour une bariode (sans jonction PN), la barrière de potentiel résulte d'une différence de gap à l'interface barrière/zone d'absorption qui permet de bloquer les porteurs majoritaires dans le volume. Si la surface est de même type que le volume alors les porteurs majoritaires sont de même nature (comprendre électron ou trou) et alors la barrière bloque les porteurs majoritaires à la surface également. Cependant, seul le design nBn permet de supprimer ce courant, car l'état de surface des super-réseaux est de type N quel que soit le dopage [Sidor et al., 2016]. Le design pBp lui ne permettra pas de bloquer les porteurs majoritaires de la surface de type N (électrons) puisque sa barrière est dans la bande de valence... Des designs plus complexes de bariode (CBIRD [Ting et al., 2009] notamment) peuvent permettre de supprimer plusieurs contributions, mais à l'heure actuelle aucun design classique ne permet de tout supprimer.

Liste des bruits dans les photodétecteurs

Le bruit temporel est une fluctuation temporelle aléatoire du signal qui s'ajoute à la grandeur que l'on cherche à mesurer. On cherche à le réduire afin de pouvoir améliorer le rapport signal à bruit qui est l'une des fonctions de mérite d'un détecteur. Il existe plusieurs phénomènes physiques à l'origine du bruit, et l'analyse fréquentielle ou spectrale du bruit permet de les identifier. Cette analyse s'effectue non pas sur le signal $x(t)$ directement mais sur sa fonction d'autocorrélation que l'on définit comme :

$$\gamma(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t)^* x(t + \tau) dt \quad (\text{B.1})$$

La fonction d'autocorrélation permet de mettre en évidence des similarités ou régularités dans un signal aléatoire. Le passage dans le domaine spectral se fait à l'aide de la transformée de Fourier. D'après le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance (DSP) $\Gamma(\omega)$ est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation $\gamma(\tau)$:

$$\Gamma(\omega) = TF[\gamma(\tau)] = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (\text{B.2})$$

Le lien entre le bruit et la densité spectrale de puissance est alors :

$$\sigma^2 = \int_0^{+\infty} \Gamma(\omega) d\omega \quad (\text{B.3})$$

L'étude du bruit temporel permet de comparer les mesures expérimentales aux valeurs que la théorie prédit. Dans le cas des photodiodes infrarouge, on distingue trois grandes catégories de bruit : le bruit Johnson-Nyquist, le bruit Schottky et le bruit technologique 1/f. Le bruit télégraphique ou Random Telegraph Signal (RTS) appartient à la famille du bruit basse fréquence. Les calculs et interprétations peuvent être trouvées dans [SAVELLI et al., 1992]. Dans la suite, les densités spectrales de puissance sont exprimées en A^2/Hz .

B.1 Bruit Johnson

Le bruit de Johnson-Nyquist ou bruit thermique a été découvert expérimentalement par Johnson et confirmé théoriquement par Nyquist. Il est lié à la diffusion des porteurs qui traduit leur agitation thermique, c'est-à-dire les fluctuations des vitesses électroniques à chaque collision créant le bruit thermique. La DSP en courant s'écrit alors :

$$\Gamma_{J-N}^I = \frac{4k_B T}{R} \quad (\text{B.4})$$

avec k_B la constante de Boltzmann et T la température de la résistance. Il existe deux possibilités pour la définition de la résistance. Il y a la résistance statique ou la résistance dynamique. La résistance statique, est le rapport entre la tension et le courant à un point de fonctionnement donné. La résistance dynamique est le rapport entre la variation de tension et la variation de courant autour d'un point de fonctionnement. Ce point reste très discuté, dans cette thèse la résistance dynamique sera utilisée. La résistance dynamique R_{dyn} est définie par :

$$R_{dyn} = \left(\frac{\partial I_{total}}{\partial V} \right)^{-1} \quad (\text{B.5})$$

avec I_{total} le courant débité par la photodiode et V la tension appliquée à ses bornes. La DSP est indépendante de la fréquence, c'est un bruit blanc et on définit alors σ_{J-N} comme étant :

$$\sigma_{J-N} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R}} \quad (\text{B.6})$$

avec Δf la bande passante (Hz), dans la pratique il s'agit de la fréquence de coupure de l'amplificateur qui limite la bande passante du bruit pour des monoéléments ou à $\frac{1}{2t_i}$ pour des matrices.

B.2 Bruit Schottky

Le bruit de Schottky (ou bruit de grenaille) est dû à la nature corpusculaire du courant. Il a pour source la fluctuation du nombre de porteurs à cause du fait que le contact ohmique de la photodiode peut injecter ou capturer un seul électron à la fois avec nécessairement un laps de temps entre chaque événement. Cette fluctuation suit une distribution de Poisson. La densité spectrale de puissance du bruit Schottky $\Gamma_{Schottky}^I$ est alors définie :

$$\Gamma_{Schottky}^I = 2qI \quad (\text{B.7})$$

avec q la charge élémentaire et I le courant photonique ou le courant d'obscurité. Ce bruit est considéré comme une limite fondamentale dans les systèmes de détection, car dans le meilleur des cas le bruit total est égal au bruit de Schottky. Le bruit de Schottky est séparé en deux contributions principales : le bruit de photons σ_{ph} et le bruit de courant d'obscurité σ_{obs} . Le bruit de photons représente les fluctuations inhérentes au flux incident. Le bruit de courant d'obscurité possède plusieurs sources, qui sont explicitées dans l'annexe sur le courant d'obscurité.

B.3 Bruit basse fréquence

Le bruit en $1/f$ ou effet de scintillation est un bruit que l'on constate expérimentalement dans le domaine des basses fréquences, dont la densité varie approximativement en $1/f$. Sa densité spectrale de puissance s'écrit :

$$\Gamma_{1/f}^I = \frac{K \times I^2}{f^\alpha} \quad (\text{B.8})$$

avec I le courant de la photodiode, K une constante expérimentale dépendant du matériau et α un coefficient proche de 1. L'origine physique du bruit en $1/f$ est aujourd'hui mal connue, on l'attribue à un grand nombre de processus de génération-recombinaison, faisant intervenir des centres d'énergies divers, et situés soit dans le volume du matériau ou à l'interface du matériau-contact électrique. Malheureusement, aucune théorie ne décrit complètement le bruit $1/f$, son origine fait l'objet de recherches depuis un certain temps déjà, avec deux théories qui s'affrontent. La première [McWhorter et al., 1955] soutient que le bruit en $1/f$ est dû à la fluctuation du nombre de porteurs de charges en surfaces. Tandis que la deuxième approche [Hooge et al., 1978] montre de façon expérimentale que cette fluctuation du nombre de porteurs a lieu dans le volume. En l'absence de consensus, les deux approches sont encore étudiées à l'heure actuelle.

Le bruit RTS fait partie de la famille des bruits basse fréquence. Cependant, il s'agit d'un bruit qui a une densité spectrale de puissance plutôt en $1/f^2$ [Jones, 1994].

Ainsi, les grandes familles de bruit ont été listées. Lors de l'analyse de la densité spectrale de puissance, les différentes contributions peuvent être identifiées grâce à notre connaissance des modèles théoriques qui les décrivent. Cela permet alors de connaître les phénomènes physiques limitant les performances du composant détecteur étudié.

Le critère Median Absolute Deviation

L'écart type est une quantité qui rend compte de la dispersion d'un échantillon de données (ici valeurs des pixels dans une image pour notre application, que cela soit en niveau continu ou bruit temporel par exemple). Cependant, cette quantité n'est pas robuste à la présence de données trop éloignées de la distribution dite "principale" et l'écart-type augmente alors. Cependant, cette quantité ne représente plus la dispersion de la distribution principale, qui est la dispersion qui nous intéresse dans nos applications aux détecteurs. Dans la suite, j'explique plus en détails le problème et une manière d'y remédier.

C.1 Définition du problème

L'écart-type se définit de la façon suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2} \quad (\text{C.1})$$

Dans le cadre de notre application, on a vu que la présence de pixels défectueux s'éloignant de l'histogramme d'une gaussienne pouvait fausser le résultat de la détermination des statistiques de moyenne et écart-type. En effet, dans l'écart-type, la différence entre la moyenne sans pixels défectueux et la moyenne avec pixels défectueux, même si elle est faible, impacte de façon importante l'écart-type, à cause de la sommation au carré de cette différence. Ainsi, l'écart-type calculé ne représente plus la gaussienne de la distribution que l'on cherche à caractériser, mais une gaussienne plus large, qui n'est pas représentative de la réalité.

C'est pourquoi l'utilisation de la médiane, comme dans le MAD, est préconisée, car robuste à la présence d'outliers :

$$MAD = \text{mediane}(|V'_S - \text{mediane}(V'_S)|) \quad (\text{C.2})$$

Cependant, le MAD n'est pas l'écart-type par définition. Avant de montrer comment obtenir un « écart-type robuste », des définitions et propriétés sont importantes à savoir pour comprendre ce que représente exactement le MAD.

C.2 Quelques définitions mathématiques à connaître

Densité de probabilité : En théorie des probabilités, une variable aléatoire à densité est une variable aléatoire réelle ou vectorielle pour laquelle la probabilité d'appartenance à un domaine se calcule à l'aide d'une intégrale sur ce domaine. Soit X une variable aléatoire, sa densité de probabilité dans le domaine $[a; b]$ est définie par :

$$P(a \leq X \leq b) = \int_a^b f(t)dt \quad (C.3)$$

La fonction f à intégrer est alors appelée fonction de densité ou densité de probabilité, égale (dans le cas réel) à la dérivée de la fonction de répartition.

Fonction de répartition : En théorie des probabilités, la fonction de répartition, ou fonction de distribution cumulative, d'une variable aléatoire réelle X est la fonction F_X qui, à tout réel x , associe la probabilité d'obtenir une valeur inférieure ou égale x :

$$F_X(x) = P(X \leq x) \quad (C.4)$$

Une représentation en est donnée en Figure C.1. Cette fonction est caractéristique de la loi de probabilité de la variable aléatoire. Elle permet de calculer la probabilité de chaque intervalle semi-ouvert à gauche :

$$P(X \in]a; b]) = P(X \leq b) - P(X < a) = F_X(b) - F_X(a) \quad (C.5)$$

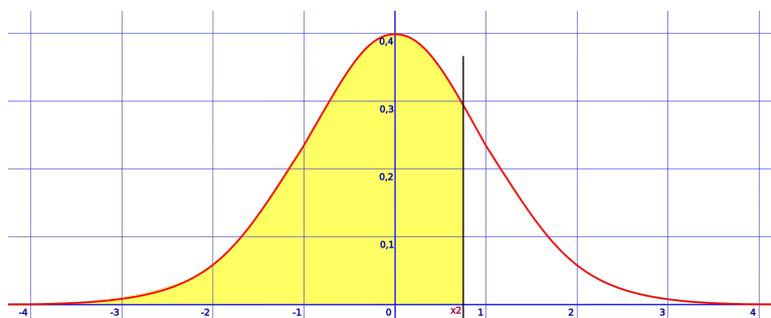


FIGURE C.1 – Représentation de la densité de probabilité d'une loi normale. L'aire en jaune représente la fonction de répartition pour $F_X(0.7)$

Fonction Quantile : Soit X une variable aléatoire et F sa fonction de répartition, la fonction quantile est définie de manière générale par :

$$F^{-1}(q) = \inf\{x : F(x) \geq q\} \quad (C.6)$$

Pour toute valeur de $q \in [0; 1]$. Si F est une fonction strictement croissante et continue alors $F^{-1}(q) = x$, et donc la fonction quantile est la réciproque de la fonction de répartition. Quelques exemples : $F^{-1}(0.5)$ est la médiane, $F^{-1}(0.25)$ est le premier quartile, $F^{-1}(0.9)$ est le neuvième décile.

Loi Normale : Il s'agit d'une loi de probabilité absolument continue qui dépend de deux paramètres : son espérance, un nombre réel noté μ , et son écart type, un nombre réel positif noté σ . La densité de probabilité de la loi normale est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (\text{C.7})$$

La courbe de cette densité est appelée courbe de Gauss ou courbe en cloche. La loi normale de moyenne nulle et d'écart type unitaire est appelée loi normale centrée réduite ou loi normale standard. Lorsqu'une variable aléatoire X suit la loi normale, elle est dite gaussienne ou normale.

Plages de normalité, intervalles de confiance : Dans la densité de probabilité, il est défini en statistiques des intervalles de confiance. Ils représentent les réalisations appartenant à un intervalle de valeurs. En effet, dans la Figure C.2, 64 % des réalisations appartiennent à l'intervalle $[\mu - \sigma; \mu + \sigma]$, 95 % des réalisations appartiennent à l'intervalle $[\mu - 2\sigma; \mu + 2\sigma]$.

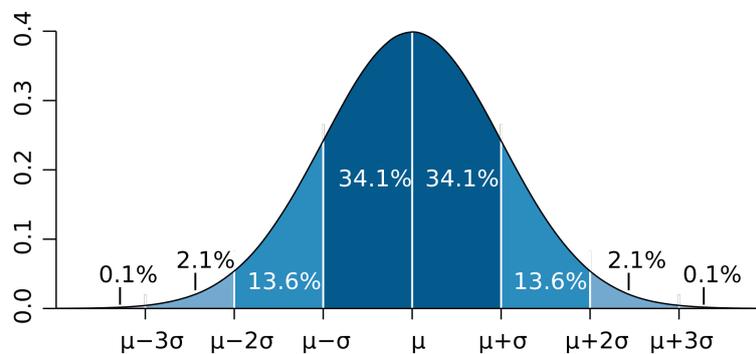


FIGURE C.2 – Représentation de l'histogramme d'une loi normale avec les différents intervalles de confiance possible.

Quantile : En statistiques et en théorie des probabilités, les quantiles sont les valeurs qui divisent un échantillon de données en intervalles contenant le même nombre de données. Il y a donc un quantile de moins que le nombre de groupes créés. Ainsi les quartiles sont les trois quantiles qui divisent un ensemble de données en quatre groupes de taille égale. La médiane quant à elle est le quantile qui sépare le jeu de données en deux groupes de taille égale.

C.3 Calcul de l'écart-type robuste

Afin d'obtenir un estimateur de l'écart-type, il faut lui appliquer un "coefficient de mise à l'échelle" :

$$\begin{cases} \sigma_{MAD} = k \times MAD \\ k = \frac{1}{F^{-1}\left(\frac{3}{4}\right)} = 1.4826 \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

où F^{-1} est la réciproque de la fonction de répartition de la loi normale étudiée. La valeur $3/4$ est prise de façon à ce que MAD recouvre 50% de la fonction de répartition de la loi normale. Il ne s'agit pas d'une valeur arbitraire, mais d'une propriété du MAD . En effet, le MAD est "la médiane de la valeur absolue de l'écart à la médiane". Par définition, la médiane d'un ensemble de valeurs, est une valeur qui permet de couper l'ensemble des valeurs en deux parties égales. Une description statistique

3. Calcul de l'écart-type robuste

est que la médiane est le 2ème quartile (cf définition Quantile), qui est la donnée d'un ensemble qui sépare les 50 % des valeurs inférieures de l'ensemble.

Cependant, la définition même du *MAD*, montre que l'écart-type et le *MAD* ne désignent pas le même intervalle. Le *MAD* couvre 50 % des valeurs dans une distribution tandis que l'écart-type couvre environ 68% des valeurs pour une loi normale. La différence est visible dans la Figure C.3.

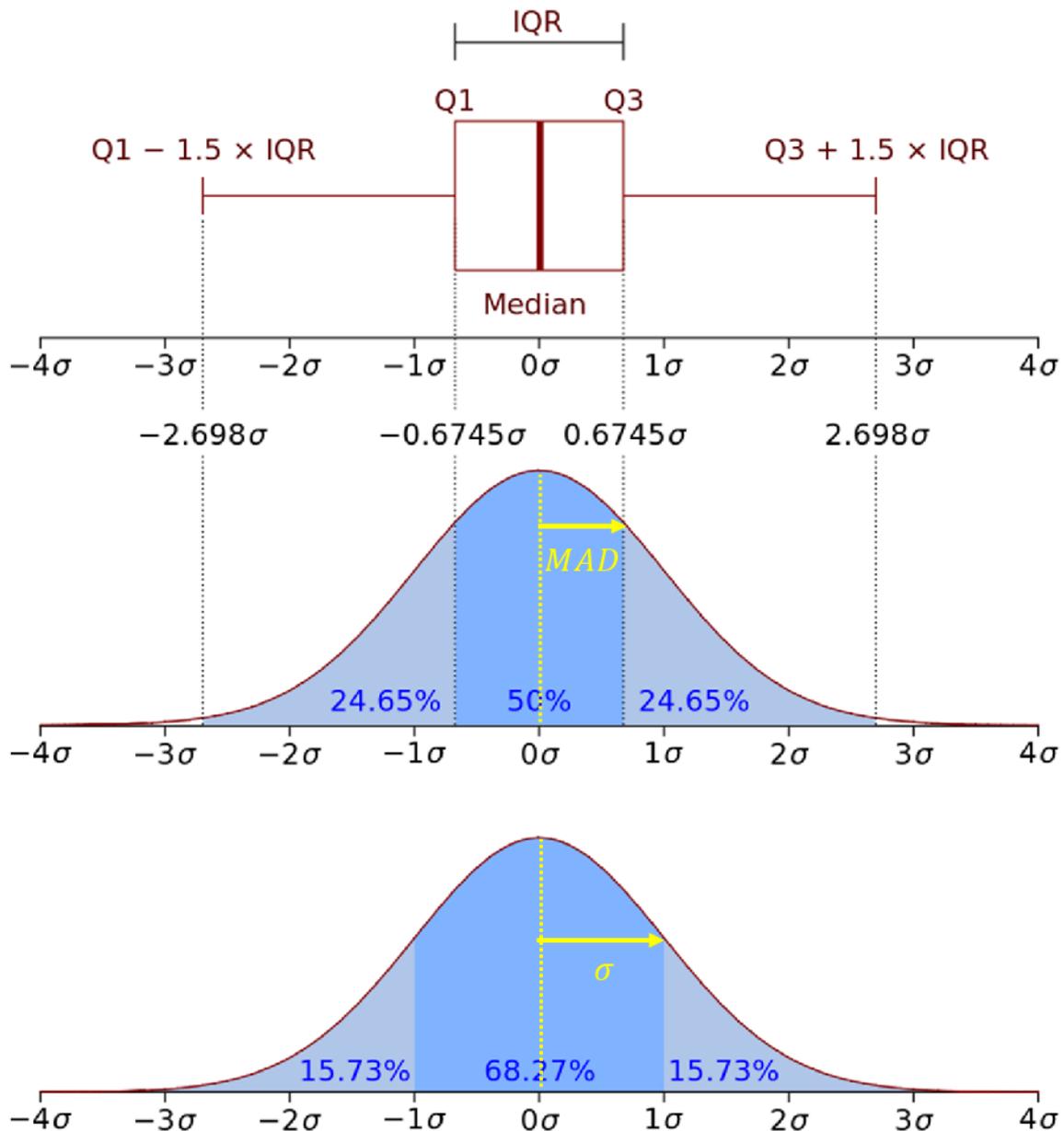


FIGURE C.3 – Représentation des quartiles dans une loi normale. $\pm MAD$ recouvre 50% de la distribution tandis que l'écart-type $\pm\sigma$ recouvre environ 68% de la distribution. IQR est l'écart-interquartile ("InterQuartile Range" en anglais) entre Q1(25%) et Q3(75%)

C'est pourquoi, il y a besoin du facteur multiplicateur k pour obtenir l'écart-type. Dans la suite, on montre comment on arrive à calculer le facteur multiplicateur nécessaire pour passer du MAD à

l'écart-type.

Soit X une variable aléatoire de moyenne μ et d'écart-type σ . Par définition le MAD recouvre 50% de la fonction de répartition :

$$\begin{aligned}
 &\Leftrightarrow P(|X - \mu| \leq \text{MAD}) = \frac{1}{2} \\
 &\Leftrightarrow P\left(\left|\frac{X - \mu}{\sigma}\right| \leq \frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) = \frac{1}{2} \\
 &\Leftrightarrow P\left(|Z| \leq \frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) = \frac{1}{2} \\
 &\Leftrightarrow P\left(-\frac{\text{MAD}}{\sigma} \leq Z \leq \frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) = \frac{1}{2} \tag{C.9} \\
 &\Leftrightarrow P\left(Z \leq \frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) - P\left(Z \leq -\frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) = \frac{1}{2} \\
 &\Leftrightarrow F\left(\frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) - F\left(-\frac{\text{MAD}}{\sigma}\right) = \frac{1}{2}
 \end{aligned}$$

On note que : $F\left(-\left(\frac{\text{MAD}}{\sigma}\right)\right) = 1 - F\left(\frac{\text{MAD}}{\sigma}\right)$. Il vient alors :

$$\frac{\text{MAD}}{\sigma} = F^{-1}(3/4) \tag{C.10}$$

Bibliographie

- [Aifer et al., 2006] Aifer, E., Tischler, J., Warner, J., Vurgaftman, I., Bewley, W., Meyer, J., Kim, J., Whitman, L., Canedy, C., and Jackson, E. (2006). W-structured type-ii superlattice long-wave infrared photodiodes with high quantum efficiency. *Applied physics letters*, 89(5) :053519. [41](#)
- [Aifer et al., 2010] Aifer, E., Warner, J., Canedy, C., Vurgaftman, I., Jackson, E., Tischler, J., Meyer, J., Powell, S., Olver, K., and Tennant, W. (2010). Shallow-etch mesa isolation of graded-bandgap “w”-structured type ii superlattice photodiodes. *Journal of Electronic Materials*, 39(7) :1070–1079. [129](#)
- [Alchaar, 2019] Alchaar, R. (2019). *Fabrication and characterization of InAs/GaSb superlattice photodetectors for the long-wave infrared*. PhD thesis, Montpellier. [51](#), [126](#)
- [Alchaar et al., 2019] Alchaar, R., Rodriguez, J.-B., Höglund, L., Naureen, S., and Christol, P. (2019). Characterization of an inas/gasb type-ii superlattice barrier photodetector operating in the lwir domain. *AIP Advances*, 9(5) :055012. [127](#)
- [Alchaar et al., 2020] Alchaar, R., Rodriguez, J. B., Höglund, L., Naureen, S., Costard, E., and Christol, P. (2020). Performance analysis of an inas/gasb superlattice barrier photodetector covering the full lwir spectral domain. *Opto-Electronics Review*, pages 164–170. [127](#)
- [Ariyawansa et al., 2017] Ariyawansa, G., Duran, J., Reyner, C., Steenbergen, E., Yoon, N., Wasserman, D., and Scheihing, J. (2017). Growth and characterization of ingaas/inassb strained layer superlattice infrared detectors. In *Infrared Technology and Applications XLIII*, volume 10177, page 1017712. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Aytac et al., 2016] Aytac, Y., Olson, B., Kim, J., Shaner, E., Hawkins, S., Klem, J., Flatté, M., and Boggess, T. (2016). Evidence of a shockley-read-hall defect state independent of band-edge energy in inas/in (as, sb) type-ii superlattices. *Physical Review Applied*, 5(5) :054016. [43](#)
- [Baril et al., 2015] Baril, N., Bandara, S., Hoeglund, L., Henry, N., Brown, A., Billman, C., Maloney, P., Nallon, E., Tidrow, M., and Pellegrino, J. (2015). Low operating bias inas/gasb strain layer superlattice lwir detector. *Infrared Physics & Technology*, 70 :58–61. [49](#)
- [Basdevant et al., 2002] Basdevant, J.-L., Dalibard, J., and Joffre, M. (2002). *Mécanique quantique*. Editions Ecole Polytechnique. [18](#)
- [Beattie, 1962] Beattie, A. R. (1962). Quantum efficiency in insb. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 23(8) :1049–1056. [26](#)
- [Bell, 1959] Bell, D. A. (1959). *Electrical noise : fundamentals and physical mechanism*. Van Nostrand. [67](#)

- [Bonnaud, 2003] Bonnaud, O. (2003). *Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs*, volume 1. [157](#)
- [Bouschet et al., 2021] Bouschet, M., Zavala-Moran, U., Arounassalame, V., Alchaar, R., Bataillon, C., Ribet-Mohamed, I., de Anda-Salazar, F., Perez, J.-P., Péré-Laperne, N., and Christol, P. (2021). Influence of pixel etching on electrical and electro-optical performances of a ga-free inas/inassb t2sl barrier photodetector for mid-wave infrared imaging. *8(6)* :194. [159](#)
- [Breiter et al., 2012] Breiter, R., Wendler, J., Lutz, H., Rutzinger, S., Schallenberg, T., Ziegler, J., and Rühlich, I. (2012). State-of-the-art mct ir-modules with enhanced long term and cycle stability. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII*, volume 8353, page 83532L. International Society for Optics and Photonics. [67](#)
- [Brooks, 1955] Brooks, H. (1955). Theory of the electrical properties of germanium and silicon. In *Advances in electronics and electron physics*, volume 7, pages 85–182. Elsevier. [29](#)
- [Brown et al., 2017] Brown, A., Baril, N., Zuo, D., Almeida, L., Arias, J., and Bandara, S. (2017). Characterization of n-type and p-type long-wave inas/inassb superlattices. *Journal of Electronic Materials*, *46(9)* :5367–5373. [42](#)
- [Brunner et al., 2014] Brunner, A., Rubaldo, L., Destefanis, V., Chabuel, F., Kerlain, A., Bauza, D., and Baier, N. (2014). Improvement of rts noise in hgcdte mwir detectors. *Journal of electronic materials*, *43(8)* :3060–3064. [15](#), [69](#)
- [Calecki et al., 1984] Calecki, D., Palmier, J., and Chomette, A. (1984). Hopping conduction in multiquantum well structures. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, *17(28)* :5017. [30](#)
- [Capasso et al., 1988] Capasso, F., Mohammed, K., and Cho, A. Y. (1988). Resonant tunneling through double barriers, perpendicular quantum transport phenomena in superlattices, and their device applications. In *Electronic Structure of Semiconductor Heterojunctions*, pages 99–115. Springer. [30](#)
- [Cardona and Peter, 2005] Cardona, M. and Peter, Y. Y. (2005). *Fundamentals of semiconductors*, volume 619. Springer. [29](#)
- [Casias et al., 2020] Casias, L. K., Morath, C. P., Steenbergen, E. H., Umana-Membreno, G. A., Webster, P. T., Logan, J. V., Kim, J. K., Balakrishnan, G., Faraone, L., and Krishna, S. (2020). Vertical carrier transport in strain-balanced inas/inassb type-ii superlattice material. *Applied Physics Letters*, *116(18)* :182109. [166](#), [168](#), [169](#)
- [Cathignol et al., 2015] Cathignol, A., Vauquelin, G., Brunner, A., Destefanis, V., Rubaldo, L., Maillard, M., and Runtz, M. (2015). Rms noise modeling and detection for high-reliability hgcdte infrared focal plane arrays development. In *Infrared Technology and Applications XLI*, volume 9451, page 945126. International Society for Optics and Photonics. [64](#)
- [Cervera, 2011] Cervera, C. (2011). *Le photodétecteur à superréseau InAs/GaSb pour imagerie infrarouge*. PhD thesis, Montpellier 2. [21](#)
- [Connelly et al., 2010] Connelly, B. C., Metcalfe, G. D., Shen, H., and Wraback, M. (2010). Direct minority carrier lifetime measurements and recombination mechanisms in long-wave infrared type ii superlattices using time-resolved photoluminescence. *Applied physics letters*, *97(25)* :251117. [43](#), [132](#)
- [Conwell and Weisskopf, 1950] Conwell, E. and Weisskopf, V. (1950). Theory of impurity scattering in semiconductors. *Physical review*, *77(3)* :388. [29](#)

- [Delaunay et al., 2009] Delaunay, P.-Y., Nguyen, B. M., Hoffman, D., Huang, E. K.-w., and Razeghi, M. (2009). Background limited performance of long wavelength infrared focal plane arrays fabricated from m-structure inas-gasb superlattices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(2) :157–162. [49](#)
- [Delaunay et al., 2017] Delaunay, P.-Y., Nosho, B. Z., Gurga, A. R., Terterian, S., and Rajavel, R. D. (2017). Advances in iii-v based dual-band mwir/lwir fpas at hrl. In *Infrared Technology and Applications XLIII*, volume 10177, page 101770T. International Society for Optics and Photonics. [67](#)
- [Delga, 2012] Delga, A. (2012). *Du phénomène quantique au dispositif macroscopique, transport électronique dans les détecteurs inter-sousbandes*. PhD thesis. [61](#)
- [Delmas, 2015] Delmas, M. (2015). *Analyse des performances des photodiodes à superréseaux InAs/GaSb pour le moyen infrarouge*. PhD thesis, Montpellier. [51](#), [146](#), [170](#)
- [Döhler et al., 1975] Döhler, G., Tsu, R., and Esaki, L. (1975). A new mechanism for negative differential conductivity in superlattices. *Solid State Communications*, 17(3) :317–320. [30](#)
- [Donetsky et al., 2010] Donetsky, D., Belenky, G., Svensson, S., and Suchalkin, S. (2010). Minority carrier lifetime in type-2 inas-gasb strained-layer superlattices and bulk hgcdte materials. *Applied Physics Letters*, 97(5) :052108. [43](#)
- [Donoho and Huber, 1983] Donoho, D. L. and Huber, P. J. (1983). The notion of breakdown point. *A festschrift for Erich L. Lehmann*, 157184. [74](#)
- [Esaki and Tsu, 1970] Esaki, L. and Tsu, R. (1970). Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *IBM Journal of Research and Development*, 14(1) :61–65. [30](#)
- [Galliano et al., 2019] Galliano, F., Leboutellier, V., and Patrick, H. (2019). L'écosystème interstellaire. In CEA, editor, *Dernières nouvelles du cosmos*, pages 21–23. CEA, Gif-sur-Yvette. [9](#)
- [Gaucher et al., 2013] Gaucher, A., Baylet, J., Rothman, J., Martinez, E., and Cardinaud, C. (2013). Characterization of plasma etching process damage in hgcdte. *Journal of electronic materials*, 42(11) :3006–3014. [176](#)
- [Gautam et al., 2012] Gautam, N., Myers, S., Barve, A. V., Klein, B., Smith, E. P., Rhiger, D. R., Kim, H. S., Tian, Z.-B., and Krishna, S. (2012). Barrier engineered infrared photodetectors based on type-ii inas/gasb strained layer superlattices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49(2) :211–217. [49](#)
- [Giard, 2015] Giard, E. (2015). *Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge à superréseau InAs/GaSb*. PhD thesis, UNIVERSITE PARIS DIDEROT (Paris 7) SORBONNE PARIS CITE. [27](#), [51](#), [118](#), [120](#), [124](#), [165](#)
- [Giard et al., 2014] Giard, E., Ribet-Mohamed, I., Jaeck, J., Viale, T., Haïdar, R., Taalat, R., Delmas, M., Rodriguez, J.-B., Steveler, E., Bardou, N., et al. (2014). Quantum efficiency investigations of type-ii inas/gasb midwave infrared superlattice photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 116(4) :043101. [154](#), [155](#)
- [Glicksman, 1958] Glicksman, M. (1958). Mobility of electrons in germanium-silicon alloys. *Physical Review*, 111(1) :125. [29](#)
- [Goiffon et al., 2009] Goiffon, V., Hopkinson, G. R., Magnan, P., Bernard, F., Rolland, G., and Saint-Pé, O. (2009). Multilevel rts in proton irradiated cmos image sensors manufactured in a deep submicron technology. *IEEE transactions on nuclear science*, 56(4) :2132–2141. [71](#)

- [Gopal, 1994] Gopal, V. (1994). Variable-area diode data analysis of surface and bulk effects in hgcdte photodetector arrays. *Semiconductor science and technology*, 9(12) :2267. [130](#)
- [Gravrand et al., 2014] Gravrand, O., Baier, N., Ferron, A., Rochette, F., Berthoz, J., Rubaldo, L., and Cluzel, R. (2014). Mtf issues in small-pixel-pitch planar quantum ir detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8) :3025–3032. [176](#)
- [Gravrand et al., 2018] Gravrand, O., Rothman, J., Delacourt, B., Boulard, F., Lobre, C., Ballet, P., Santailier, J., Cervera, C., Brellier, D., Pere-Laperne, N., et al. (2018). Shockley–read–hall lifetime study and implication in hgcdte photodiodes for ir detection. *Journal of Electronic Materials*, 47(10) :5680–5690. [43](#)
- [Grein et al., 1992] Grein, C., Young, P., and Ehrenreich, H. (1992). Minority carrier lifetimes in ideal ingasb/inas superlattices. *Applied physics letters*, 61(24) :2905–2907. [43](#)
- [Grein et al., 1995] Grein, C., Young, P., Flatté, M., and Ehrenreich, H. (1995). Long wavelength inas/ingasb infrared detectors : Optimization of carrier lifetimes. *Journal of Applied Physics*, 78(12) :7143–7152. [43](#)
- [Grein et al., 2012] Grein, C. H., Flatté, M. E., Evans, A. J., Hood, A. D., Tennant, W. E., and Nathan, V. (2012). Design of phosphorus-containing mwir type-ii superlattices for infrared photon detectors. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19(5) :1–6. [43](#)
- [Guénin et al., 2020] Guénin, M., Derelle, S., Caes, M., Rubaldo, L., and Ribet-Mohamed, I. (2020). Rts noise detection and voltage effect on rts in hgcdte focal-plane arrays. *Journal of Electronic Materials*, 49(11) :6963–6970. [86](#), [87](#)
- [Haddadi et al., 2014] Haddadi, A., Chen, G., Chevallier, R., Hoang, A., and Razeghi, M. (2014). Inas/inas1- xsbx type-ii superlattices for high performance long wavelength infrared detection. *Applied Physics Letters*, 105(12) :121104. [49](#)
- [Haddadi et al., 2015] Haddadi, A., Chevallier, R., Chen, G., Hoang, A., and Razeghi, M. (2015). Bias-selectable dual-band mid-/long-wavelength infrared photodetectors based on inas/inas1- xsbx type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 106(1) :011104. [49](#)
- [Haddadi et al., 2017a] Haddadi, A., Dehzangi, A., Adhikary, S., Chevallier, R., and Razeghi, M. (2017a). Background-limited long wavelength infrared inas/inas1- xsbx type-ii superlattice-based photodetectors operating at 110 k. *APL Materials*, 5(3) :035502. [39](#), [49](#)
- [Haddadi et al., 2017b] Haddadi, A., Dehzangi, A., Chevallier, R., Adhikary, S., and Razeghi, M. (2017b). Bias-selectable nbn dual-band long-/very long-wavelength infrared photodetectors based on inas/inas 1- x sb x/ alas 1- x sb x type-ii superlattices. *Scientific reports*, 7(1) :1–7. [49](#)
- [Haddadi and Razeghi, 2017] Haddadi, A. and Razeghi, M. (2017). Bias-selectable three-color short-, extended-short-, and mid-wavelength infrared photodetectors based on type-ii inas/gasb/alsb superlattices. *Optics letters*, 42(21) :4275–4278. [49](#)
- [Hall, 1952] Hall, R. N. (1952). Electron-hole recombination in germanium. *Physical review*, 87(2) :387. [26](#), [33](#), [184](#)
- [Hampel, 1974] Hampel, F. R. (1974). The influence curve and its role in robust estimation. *Journal of the american statistical association*, 69(346) :383–393. [74](#)
- [Han et al., 2018] Han, X., Jiang, D., Wang, G., Hao, H., Sun, Y., Jiang, Z., Lv, Y., Guo, C., Xu, Y., and Niu, Z. (2018). Small-pixel long wavelength infrared focal plane arrays based on inas/gasb type-ii superlattice. *Infrared Physics & Technology*, 89 :35–40. [49](#)

- [Hanna et al., 2016] Hanna, S., Eich, D., Mahlein, K.-M., Fick, W., Schirmacher, W., Thöt, R., Wendler, J., and Figgemeier, H. (2016). Mct-based lwir and vlwir 2d focal plane detector arrays for low dark current applications at aim. *Journal of Electronic Materials*, 45(9) :4542–4551. [69](#)
- [Hao et al., 2015] Hao, H., Wang, G., Xiang, W., Han, X., Xu, Y., Liao, Y., Zhang, Y., Ren, Z., Ni, H., He, Z., et al. (2015). Fabrication of type-ii inas/gasb superlattice long-wavelength infrared focal plane arrays. *Infrared Physics & Technology*, 72 :276–280. [49](#)
- [Haugan et al., 2004] Haugan, H., Grazulis, L., Brown, G., Mahalingam, K., and Tomich, D. (2004). Exploring optimum growth for high quality inas/gasb type-ii superlattices. *Journal of crystal growth*, 261(4) :471–478. [36](#)
- [Haugan et al., 2010] Haugan, H., Ullrich, B., Elhamri, S., Szmulowicz, F., Brown, G., Tung, L., and Wang, Y. (2010). Magneto-optics of inas/gasb superlattices. *Journal of Applied Physics*, 107(8) :083112. [41](#)
- [Hoang et al., 2014] Hoang, A., Chen, G., Chevallier, R., Haddadi, A., and Razeghi, M. (2014). High performance photodiodes based on inas/inassb type-ii superlattices for very long wavelength infrared detection. *Applied Physics Letters*, 104(25) :251105. [39](#), [49](#)
- [Hoang et al., 2012] Hoang, A., Chen, G., Haddadi, A., Abdollahi Pour, S., and Razeghi, M. (2012). Demonstration of shortwavelength infrared photodiodes based on type-ii inas/gasb/alsb superlattices. *Applied Physics Letters*, 100(21) :211101. [38](#)
- [Hoang et al., 2016] Hoang, A. M., Dehzangi, A., Adhikary, S., and Razeghi, M. (2016). High performance bias-selectable three-color short-wave/mid-wave/long-wave infrared photodetectors based on type-ii inas/gasb/alsb superlattices. *Scientific Reports*, 6(1) :1–7. [49](#)
- [Hoffman et al., 1994] Hoffman, C., Meyer, J., Youngdale, E., Bartoli, F., Miles, R., and Ram-Mohan, L. (1994). Electron transport in inas/ga_{1-x}inxsb superlattices. *Solid-state electronics*, 37(4-6) :1203–1206. [36](#)
- [Höglund et al., 2017a] Höglund, L., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., Kataria, H., Gamfeldt, A., Smuk, S., Martijn, H., and Costard, E. (2017a). Manufacturability of type-ii inas/gasb superlattice detectors for infrared imaging. *Infrared Physics & Technology*, 84 :28–32. [49](#)
- [Höglund et al., 2018] Höglund, L., Rodriguez, J., von Würtemberg, R. M., Naureen, S., Ivanov, R., Asplund, C., Alchaar, R., Christol, P., Rouvié, A., Brocal, J., et al. (2018). Influence of shallow versus deep etching on dark current and quantum efficiency in inas/gasb superlattice photodetectors and focal plane arrays for long wavelength infrared detection. *Infrared Physics & Technology*, 95 :158–163. [131](#), [133](#)
- [Höglund et al., 2013] Höglund, L., Ting, D., Khoshakhlagh, A., Soibel, A., Hill, C., Fisher, A., Keo, S., and Gunapala, S. (2013). Influence of radiative and non-radiative recombination on the minority carrier lifetime in midwave infrared inas/inassb superlattices. *Applied Physics Letters*, 103(22) :221908. [42](#)
- [Höglund et al., 2017b] Höglund, L., Von Würtemberg, R. M., Asplund, C., Kataria, H., Gamfeldt, A., and Costard, E. (2017b). T2sl production and development at irnova : From mwir to vlwir detection. In *Infrared Technology and Applications XLIII*, volume 10177, page 1017713. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Hooge et al., 1978] Hooge, F., FN, H., and LKJ, V. (1978). Lattice scattering causes 1/f noise. [189](#)
- [Hovel, 1975] Hovel, H. J. (1975). Semiconductors and semimetals. volume 11. solar cells. [154](#)
- [Hsu, 1971] Hsu, S. (1971). Bistable noise in pn junctions. *Solid-State Electronics*, 14(6) :487–497. [68](#)

- [Hsu et al., 1970] Hsu, S., Whittier, R., and Mead, C. (1970). Physical model for burst noise in semiconductor devices. *Solid-State Electronics*, 13(7) :1055–1071. [68](#)
- [Huber, 2004] Huber, P. J. (2004). *Robust statistics*, volume 523. John Wiley & Sons. [74](#)
- [Imbert, 2015] Imbert, J. (2015). *Modélisation des propriétés opto-électroniques des superréseaux de type III InAs/GaSb*. PhD thesis, Université Paris Diderot Paris VII. [51](#), [139](#), [156](#)
- [Jacoboni, 2010] Jacoboni, C. (2010). *Theory of electron transport in semiconductors : a pathway from elementary physics to nonequilibrium Green functions*, volume 165. Springer Science & Business Media. [29](#)
- [Jiang et al., 2017a] Jiang, D., Han, X., Hao, H., Sun, Y., Jiang, Z., Lv, Y., Guo, C., Wang, G., Xu, Y., Yu, Y., et al. (2017a). Significantly extended cutoff wavelength of very long-wave infrared detectors based on inas/gasb/insb/gasb superlattices. *Applied Physics Letters*, 111(16) :161101. [49](#)
- [Jiang et al., 2016a] Jiang, D., Xiang, W., Guo, F., Hao, H., Han, X., Li, X., Wang, G., Xu, Y., Yu, Q., and Niu, Z. (2016a). Very high quantum efficiency in inas/gasb superlattice for very long wavelength detection with cutoff of 21 μ m. *Applied Physics Letters*, 108(12) :121110. [49](#)
- [Jiang et al., 2016b] Jiang, D.-W., Xiang, W., Guo, F.-Y., Hao, H.-Y., Han, X., Li, X.-C., Wang, G.-W., Xu, Y.-Q., Yu, Q.-J., and Niu, Z.-C. (2016b). Low crosstalk three-color infrared detector by controlling the minority carriers type of inas/gasb superlattices for middle-long and very-long wavelength. *Chinese Physics Letters*, 33(4) :048502. [49](#)
- [Jiang et al., 2017b] Jiang, Z., Han, X., Sun, Y.-Y., Guo, C.-Y., Lv, Y.-X., Hao, H.-Y., Jiang, D.-W., Wang, G.-W., Xu, Y.-Q., and Niu, Z.-C. (2017b). Bias-selectable mid-/long-wave dual band infrared focal plane array based on type-ii inas/gasb superlattice. *Infrared Physics & Technology*, 86 :159–164. [49](#)
- [Jones, 1994] Jones, B. K. (1994). Low-frequency noise spectroscopy. *IEEE transactions on electron devices*, 41(11) :2188–2197. [189](#)
- [Kandiah et al., 1989] Kandiah, K., Deighton, M., and Whiting, F. (1989). A physical model for random telegraph signal currents in semiconductor devices. *Journal of applied physics*, 66(2) :937–948. [68](#)
- [Kaspi et al., 2001] Kaspi, R., Steinshnider, J., Weimer, M., Moeller, C., and Ongstad, A. (2001). As-soak control of the inas-on-gasb interface. *Journal of crystal growth*, 225(2-4) :544–549. [36](#)
- [Kazemi et al., 2017] Kazemi, A., Myers, S., Taghipour, Z., Mathews, S., Schuler-Sandy, T., Lee, S. H., Cowan, V. M., Garduno, E., Steenbergen, E., Morath, C., et al. (2017). High quantum efficiency mid-wavelength infrared superlattice photodetector. In *Infrared Technology and Applications XLIII*, volume 10177, page 101771M. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Killick et al., 2012] Killick, R., Fearnhead, P., and Eckley, I. A. (2012). Optimal detection of changepoints with a linear computational cost. *Journal of the American Statistical Association*, 107(500) :1590–1598. [73](#)
- [Kim et al., 2012] Kim, H., Cellek, O., Lin, Z.-Y., He, Z.-Y., Zhao, X.-H., Liu, S., Li, H., and Zhang, Y.-H. (2012). Long-wave infrared nbn photodetectors based on inas/inassb type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 101(16) :161114. [49](#)
- [Kinch et al., 2005] Kinch, M., Aqariden, F., Chandra, D., Liao, P., Schaake, H., and Shih, H. (2005). Minority carrier lifetime in p-hgcdte. *Journal of electronic Materials*, 34(6) :880–884. [43](#)

- [Klipstein, 2008] Klipstein, P. (2008). " xbn" barrier photodetectors for high sensitivity and high operating temperature infrared sensors. In *Infrared Technology and Applications XXXIV*, volume 6940, page 69402U. International Society for Optics and Photonics. [33](#)
- [Klipstein et al., 2016] Klipstein, P., Avnon, E., Azulai, D., Benny, Y., Fraenkel, R., Glozman, A., Hojman, E., Klin, O., Krasovitsky, L., Langof, L., et al. (2016). Type ii superlattice technology for lwir detectors. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 98190T. International Society for Optics and Photonics. [49](#), [70](#)
- [Klipstein et al., 2019] Klipstein, P., Benny, Y., Gliksman, S., Glozman, A., Hojman, E., Klin, O., Langof, L., Lukomsky, I., Marderfeld, I., Nitzani, M., et al. (2019). Minority carrier lifetime and diffusion length in type ii superlattice barrier devices. *Infrared Physics & Technology*, 96 :155–162. [24](#), [25](#), [133](#), [137](#), [161](#)
- [Klipstein et al., 2013] Klipstein, P., Gross, Y., Aronov, D., Ben Ezra, M., Berkowicz, E., Cohen, Y., Fraenkel, R., Glozman, A., Grossman, S., Klin, O., et al. (2013). Low swap mwir detector based on xbn focal plane array. In *Infrared Technology and Applications XXXIX*, volume 8704, page 87041S. International Society for Optics and Photonics. [34](#)
- [Klipstein et al., 2014] Klipstein, P., Livneh, Y., Glozman, A., Grossman, S., Klin, O., Snapi, N., and Weiss, E. (2014). Modeling inas/gasb and inas/inassb superlattice infrared detectors. *Journal of electronic materials*, 43(8) :2984–2990. [38](#), [39](#), [44](#), [45](#)
- [Krizman et al., 2021] Krizman, G., Carosella, F., Bermejo-Ortiz, J., Philippe, A., Rodriguez, J., Perez, J.-P., Christol, P., de Vaulchier, L.-A., and Guldner, Y. (2021). Magneto-spectroscopy investigation of inas/inassb superlattices for midwave infrared detection. *Journal of Applied Physics*, 130(5) :055704. [162](#)
- [Lépine and Meyzonnette, 2001] Lépine, T. and Meyzonnette, J. (2001). Bases de radiométrie optique. *Cépaduès Editions*. [123](#)
- [Leys et al., 2013] Leys, C., Ley, C., Klein, O., Bernard, P., and Licata, L. (2013). Detecting outliers : Do not use standard deviation around the mean, use absolute deviation around the median. *Journal of Experimental Social Psychology*, 49(4) :764–766. [74](#)
- [Li et al., 2007] Li, J. V., Chuang, S. L., Aifer, E., and Jackson, E. M. (2007). Surface recombination velocity reduction in type-ii in as/ ga sb superlattice photodiodes due to ammonium sulfide passivation. *Applied Physics Letters*, 90(22) :223503. [176](#)
- [Li et al., 2004] Li, J. V., Chuang, S. L., Jackson, E. M., and Aifer, E. (2004). Minority carrier diffusion length and lifetime for electrons in a type-ii in as/ ga sb superlattice photodiode. *Applied physics letters*, 85(11) :1984–1986. [41](#)
- [Lin et al., 2015] Lin, Z.-Y., Liu, S., Steenbergen, E. H., and Zhang, Y.-H. (2015). Influence of carrier localization on minority carrier lifetime in inas/inassb type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 107(20) :201107. [36](#), [171](#), [172](#), [173](#)
- [Maimon and Wicks, 2006] Maimon, S. and Wicks, G. (2006). n b n detector, an infrared detector with reduced dark current and higher operating temperature. *Applied Physics Letters*, 89(15) :151109. [33](#)
- [Manurkar et al., 2010] Manurkar, P., Ramezani-Darvish, S., Nguyen, B.-M., Razeghi, M., and Hubbs, J. (2010). High performance long wavelength infrared mega-pixel focal plane array based on type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 97(19) :193505. [128](#)

- [Marozas et al., 2018] Marozas, B., Hughes, W., Du, X., Sidor, D., Savich, G., and Wicks, G. (2018). Surface dark current mechanisms in iii-v infrared photodetectors. *Optical Materials Express*, 8(6) :1419–1424. [129](#), [186](#)
- [Martijn et al., 2013] Martijn, H., Asplund, C., von Würtemberg, R. M., and Malm, H. (2013). High-performance mwir type-ii superlattice detectors. In *Infrared Technology and Applications XXXIX*, volume 8704, page 87040Z. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Martijn et al., 2016] Martijn, H., Gamfeldt, A., Asplund, C., Smuk, S., Kataria, H., and Costard, E. (2016). Qwips at irnova, a status update. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 981918. International Society for Optics and Photonics. [67](#)
- [McWhorter et al., 1955] McWhorter, A. L. et al. (1955). 1/f noise and related surface effects in germanium. [189](#)
- [Meng et al., 2014] Meng, Y., Kim, H., Rouvière, J.-L., Isheim, D., Seidman, D. N., and Zuo, J.-M. (2014). Digital model for x-ray diffraction with application to composition and strain determination in strained inas/gasb superlattices. *Journal of applied physics*, 116(1) :013513. [29](#)
- [Meyer et al., 1992] Meyer, J., Arnold, D., Hoffman, C., Bartoli, F., and Ram-Mohan, L. (1992). Electron and hole in-plane mobilities in hgte-cdte superlattices. *Physical Review B*, 46(7) :4139. [36](#)
- [Miura et al., 2016] Miura, K., Machinaga, K.-i., Balasekaran, S., Kawahara, T., Migita, M., Inada, H., Iguchi, Y., Sakai, M., Murooka, J., Katayama, H., et al. (2016). High performance typeii superlattice focal plane array with 6 μ m cutoff wavelength. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 98190V. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Mohseni et al., 1998] Mohseni, H., Litvinov, V., and Razeghi, M. (1998). Interface-induced suppression of the auger recombination in type-ii inas/gasb superlattices. *Physical Review B*, 58(23) :15378. [43](#)
- [Mooney et al., 1989] Mooney, J. M., Sheppard, F. D., Ewing, W. S., Ewing, J. E., and Silverman, J. (1989). Responsivity nonuniformity limited performance of infrared staring cameras. *Optical Engineering*, 28(11) :281151. [59](#)
- [Nghiem Xuan, 2018] Nghiem Xuan, J. (2018). *Performances orientées système de détecteurs infrarouge à super-réseaux en cryostat opérationnel*. PhD thesis, Paris Saclay. [51](#), [65](#), [78](#)
- [Nguyen et al., 2011] Nguyen, B.-M., Chen, G., Hoang, M.-A., and Razeghi, M. (2011). Growth and characterization of long-wavelength infrared type-ii superlattice photodiodes on a 3-in gasb wafer. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 47(5) :686–690. [49](#)
- [Nguyen et al., 2010] Nguyen, J., Soibel, A., Ting, D. Z.-Y., Hill, C. J., Lee, M. C., and Gunapala, S. D. (2010). Low dark current long-wave infrared inas/gasb superlattice detectors. *Applied Physics Letters*, 97(5) :051108. [49](#)
- [Ohl, 1946] Ohl, R. S. (1946). Light-sensitive electric device. US Patent 2,402,662. [31](#)
- [Olson et al., 2017] Olson, B., Klem, J., Kadlec, E., Kim, J., Goldflam, M., Hawkins, S., Tauke-Pedretti, A., Coon, W., Fortune, T., Shaner, E., et al. (2017). Vertical hole transport and carrier localization in inas/inas 1- x sb x type-ii superlattice heterojunction bipolar transistors. *Physical Review Applied*, 7(2) :024016. [40](#), [42](#), [170](#), [171](#)
- [Olson et al., 2013a] Olson, B., Murray, L., Prineas, J., Flatté, M., Olesberg, J., and Boggess, T. (2013a). All-optical measurement of vertical charge carrier transport in mid-wave infrared inas/gasb type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 102(20) :202101. [41](#)

- [Olson et al., 2013b] Olson, B., Shaner, E., Kim, J., Klem, J., Hawkins, S., Flatté, M., and Boggess, T. (2013b). Identification of dominant recombination mechanisms in narrow-bandgap inas/inassb type-ii superlattices and inassb alloys. *Applied Physics Letters*, 103(5) :052106. [166](#)
- [Olson et al., 2012] Olson, B., Shaner, E., Kim, J., Klem, J., Hawkins, S., Murray, L., Prineas, J., Flatté, M., and Boggess, T. (2012). Time-resolved optical measurements of minority carrier recombination in a mid-wave infrared inassb alloy and inas/inassb superlattice. *Applied Physics Letters*, 101(9) :092109. [42](#), [43](#), [166](#)
- [Olson, 2013] Olson, B. V. (2013). *Time-resolved measurements of charge carrier dynamics and optical nonlinearities in narrow-bandgap semiconductors*. The University of Iowa. [43](#)
- [Orzanowski, 2016] Orzanowski, T. (2016). Nonuniformity correction algorithm with efficient pixel offset estimation for infrared focal plane arrays. *SpringerPlus*, 5(1) :1–8. [63](#)
- [Péré-Laperne et al., 2016] Péré-Laperne, N., Berthoz, J., Taalat, R., Rubaldo, L., Kerlain, A., Carrière, E., and Dargent, L. (2016). Latest developments of 10 μ m pitch hgcdte diode array from the legacy to the extrinsic technology. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 981920. International Society for Optics and Photonics. [69](#)
- [Perez. et al., 2018] Perez., J., Durlin., Q., Cervera., C., and Christol., P. (2018). New ga-free inas/inassb superlattice infrared photodetector. In *Proceedings of the 6th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology - PHOTOPTICS,*, pages 232–237. INSTICC, SciTePress. [49](#)
- [Perez et al., 2005] Perez, J.-P., Myara, M., Alabedra, R., Orsal, B., Leyris, C., Tourenç, J.-P., and Signoret, P. (2005). Low-frequency noise measurements as an investigation tool of pixel flickering in cooled hg/sub 0.7/cd/sub 0.3/te focal plane arrays. *IEEE transactions on electron devices*, 52(5) :928–933. [69](#)
- [Perry and Dereniak, 1993] Perry, D. L. and Dereniak, E. L. (1993). Linear theory of nonuniformity correction in infrared staring sensors. *Optical Engineering*, 32(8) :1854–1860. [62](#)
- [Planck, 1901] Planck, M. (1901). On the law of distribution of energy in the normal spectrum. *Annalen der physik*, 4(553) :1. [5](#)
- [Plis et al., 2008] Plis, E., Kim, H., Bishop, G., Krishna, S., Banerjee, K., and Ghosh, S. (2008). Lateral diffusion of minority carriers in n bn based type-ii inas/gasb strained layer superlattice detectors. *Applied Physics Letters*, 93(12) :123507. [129](#)
- [Plis et al., 2010] Plis, E., Myers, S., Kutty, M., Mailfert, J., Smith, E., Johnson, S., and Krishna, S. (2010). Lateral diffusion of minority carriers in inassb-based nbn detectors. *Applied Physics Letters*, 97(12) :123503. [129](#)
- [Plis et al., 2016] Plis, E., Myers, S. A., Ramirez, D. A., and Krishna, S. (2016). Development of dual-band barrier detectors. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 981911. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Pogány and Guillot, 1999] Pogány, D. and Guillot, G. (1999). Random telegraph signal noise instabilities in lattice-mismatched ingaas/inp photodiodes. *Microelectronics Reliability*, 39(3) :341–345. [69](#)
- [Pour et al., 2011] Pour, S. A., Huang, E.-w., Chen, G., Haddadi, A., Nguyen, B.-M., and Razeghi, M. (2011). High operating temperature midwave infrared photodiodes and focal plane arrays based on type-ii inas/gasb superlattices. *Applied Physics Letters*, 98(14) :143501. [49](#)

- [Razeghi, 2017] Razeghi, M. (2017). Design and fabrication of high-performance lwir photodetectors based on type-ii superlattices. Technical report, Northwestern University Evanston United States. [49](#)
- [Rhiger and Smith, 2019] Rhiger, D. R. and Smith, E. P. (2019). Carrier transport in the valence band of nbn iii-v superlattice infrared detectors. *Journal of Electronic Materials*, 48(10) :6053–6062. [174](#)
- [Ribet-Mohamed et al., 2021] Ribet-Mohamed, I., Caes, M., Derelle, S., Bernhardt, S., and Jaeck, J. (2021). Détecteurs matriciels pour l'infrarouge. [6](#), [11](#), [46](#)
- [Ribet-Mohamed et al., 2019] Ribet-Mohamed, I., Nghiem, J., Caes, M., Guénin, M., Höglund, L., Costard, E., Rodriguez, J., and Christol, P. (2019). Temporal stability and correctability of a mwir t2sl focal plane array. *Infrared Physics & Technology*, 96 :145–150. [51](#)
- [Robo et al., 2009] Robo, J., Costard, E., Truffer, J., Nedelcu, A., Marcadet, X., and Bois, P. (2009). Qwir focal plane arrays performances from mwir up to vlwir. In *Infrared Technology and Applications XXXV*, volume 7298, page 72980F. International Society for Optics and Photonics. [67](#)
- [Rodriguez et al., 2005] Rodriguez, J., Christol, P., Cerutti, L., Chevrier, F., and Joullié, A. (2005). Mbe growth and characterization of type-ii inas/gasb superlattices for mid-infrared detection. *Journal of Crystal Growth*, 274(1-2) :6–13. [36](#)
- [Rogalski et al., 2009] Rogalski, A., Antoszewski, J., and Faraone, L. (2009). Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of applied physics*, 105(9) :4. [25](#)
- [Rogalski et al., 2019] Rogalski, A., Martyniuk, P., and Kopytko, M. (2019). Type-ii superlattice photodetectors versus hgcdte photodiodes. *Progress in Quantum Electronics*, 68 :100228. [47](#)
- [Rosencher and Vinter, 2002] Rosencher, E. and Vinter, B. (2002). *Optoelectronics*. Cambridge University Press. [21](#)
- [Rousseuw and Croux, 1993] Rousseuw, P. J. and Croux, C. (1993). Alternatives to the median absolute deviation. *Journal of the American Statistical association*, 88(424) :1273–1283. [74](#)
- [Rubaldo et al., 2016] Rubaldo, L., Brunner, A., Guinedor, P., Taalat, R., Sam-giao, D., Kerlain, A., Dargent, L., Nicolas, P.-L., Chaffraix, V., Bourqui, M.-L., et al. (2016). State of the art hot performances for sofradir ii-vi extrinsic technologies. In *Infrared Technology and Applications XLII*, volume 9819, page 98191I. International Society for Optics and Photonics. [67](#), [69](#)
- [Ruppert, 2011] Ruppert, D. (2011). *Statistics and data analysis for financial engineering*, volume 13. Springer. [74](#)
- [Sai-Halasz et al., 1978] Sai-Halasz, G., Esaki, L., and Harrison, W. (1978). Inas-gasb superlattice energy structure and its semiconductor-semimetal transition. *Physical Review B*, 18(6) :2812. [36](#)
- [Sakai et al., 2017] Sakai, M., Murooka, J., Kumeta, A., Kimura, T., Inada, H., Iguchi, Y., Hiroe, Y., and Kimata, M. (2017). Development of type-ii superlattice vlwir detectors in jaxa. In *Infrared Technology and Applications XLIII*, volume 10177, page 1017714. International Society for Optics and Photonics. [49](#)
- [Salihoglu et al., 2012] Salihoglu, O., Muti, A., Kutluer, K., Tansel, T., Turan, R., Ergun, Y., and Aydinli, A. (2012). "n" structure for type-ii superlattice photodetectors. *Applied Physics Letters*, 101(7) :073505. [49](#)
- [SAVELLI et al., 1992] SAVELLI, M., COMALLONGA, J., and BOGGIANO, L. (1992). Bruit de fond et mesures. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R310) :E1150R310–1. [187](#)

- [Shockley, 1949] Shockley, W. (1949). The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors. *Bell System Technical Journal*, 28(3) :435–489. [31](#)
- [Shockley and Read Jr, 1952] Shockley, W. and Read Jr, W. (1952). Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical review*, 87(5) :835. [26](#), [33](#), [184](#)
- [Shtrichman et al., 2007] Shtrichman, I., Fishman, T., Mizrahi, U., Nahum, V., Calahorra, Z., and Aron, Y. (2007). Spatial resolution of scd's insb 2d detector arrays. In *Infrared Technology and Applications XXXIII*, volume 6542, page 65423M. International Society for Optics and Photonics. [176](#)
- [Sidor et al., 2015] Sidor, D., Savich, G., and Wicks, G. (2015). Surface conduction in inas and gasb. In *Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments IX*, volume 9616, page 96160U. International Society for Optics and Photonics. [36](#), [37](#)
- [Sidor et al., 2016] Sidor, D., Savich, G., and Wicks, G. (2016). Surface leakage mechanisms in iii–v infrared barrier detectors. *Journal of Electronic Materials*, 45(9) :4663–4667. [34](#), [35](#), [36](#), [186](#)
- [Soibel et al., 2020] Soibel, A., Ting, D. Z., Fisher, A. M., Khoshakhlagh, A., Pepper, B., and Gunapala, S. D. (2020). Temperature dependence of diffusion length and mobility in mid-wavelength inas/inassb superlattice infrared detectors. *Applied Physics Letters*, 117(23) :231103. [151](#), [166](#), [169](#), [170](#)
- [Soibel et al., 2010] Soibel, A., Ting, D. Z.-Y., Hill, C. J., Lee, M., Nguyen, J., Keo, S. A., Mumolo, J. M., and Gunapala, S. D. (2010). Gain and noise of high-performance long wavelength superlattice infrared detectors. *Applied Physics Letters*, 96(11) :111102. [49](#)
- [Spicer et al., 1980] Spicer, W., Lindau, I., Skeath, P., Su, C., and Chye, P. (1980). Unified mechanism for schottky-barrier formation and iii-v oxide interface states. *Physical Review Letters*, 44(6) :420. [185](#)
- [Steenbergen et al., 2011] Steenbergen, E., Connelly, B., Metcalfe, G., Shen, H., Wraback, M., Lubyshchev, D., Qiu, Y., Fastenau, J., Liu, A., Elhamri, S., et al. (2011). Significantly improved minority carrier lifetime observed in a long-wavelength infrared iii-v type-ii superlattice comprised of inas/inassb. *Applied Physics Letters*, 99(25) :251110. [42](#)
- [Steinshnider et al., 2000] Steinshnider, J., Weimer, M., Kaspi, R., and Turner, G. (2000). Visualizing interfacial structure at non-common-atom heterojunctions with cross-sectional scanning tunneling microscopy. *Physical Review Letters*, 85(14) :2953. [29](#)
- [Suchalkin et al., 2011] Suchalkin, S., Belenky, G., Svensson, S., Laikhtman, B., Smirnov, D., Tung, L., and Bandara, S. (2011). In-plane and growth direction electron cyclotron effective mass in short period inas/gasb semiconductor superlattices. *Journal of Applied Physics*, 110(4) :043720. [41](#)
- [Svensson et al., 2011] Svensson, S., Donetsky, D., Wang, D., Hier, H., Crowne, F., and Belenky, G. (2011). Growth of type ii strained layer superlattice, bulk inas and gasb materials for minority lifetime characterization. *Journal of Crystal Growth*, 334(1) :103–107. [43](#)
- [Taalat, 2013] Taalat, R. (2013). *Réalisation et caractérisation électro-optique de photodétecteurs infrarouges à superréseaux InAs/GaSb*. PhD thesis, Montpellier 2. [17](#), [22](#), [23](#), [24](#), [51](#)
- [Taghipour et al., 2017] Taghipour, Z., Kazemi, A., Myers, S., Wijewarnasuriya, P., Mathews, S., Steenbergen, E. H., Morath, C., Cowan, V. M., Ariyawansa, G., Scheihing, J., et al. (2017). Extraction of minority carrier diffusion length of mwir type-ii superlattice nbp detector. In *Infrared Sensors, Devices, and Applications VII*, volume 10404, page 1040406. International Society for Optics and Photonics. [41](#)

- [Taghipour et al., 2019] Taghipour, Z., Lee, S., Myers, S., Steenbergen, E., Morath, C., Cowan, V., Mathews, S., Balakrishnan, G., and Krishna, S. (2019). Temperature-dependent minority-carrier mobility in p-type in as/ga sb type-ii-superlattice photodetectors. *Physical Review Applied*, 11(2) :024047. [41](#)
- [Takeda and Pearsall, 1981] Takeda, Y. and Pearsall, T. (1981). Failure of matthiessen's rule in the calculation of carrier mobility and alloy scattering effects in ga_{0.47}in_{0.53}as. *Electronics Letters*, 17(16) :573–574. [29](#)
- [Tennant, 2010] Tennant, W. (2010). "rule 07" revisited : Still a good heuristic predictor of p/n hgcdte photodiode performance? *Journal of Electronic Materials*, 39(7) :1030–1035. [32](#)
- [Tennant et al., 2008] Tennant, W., Lee, D., Zandian, M., Piquette, E., and Carmody, M. (2008). Mbe hgcdte technology : a very general solution to ir detection, described by "rule 07", a very convenient heuristic. *Journal of Electronic Materials*, 37(9) :1406–1410. [47](#)
- [Ting et al., 2018] Ting, D. Z., Soibel, A., Khoshakhlagh, A., Rafol, S. B., Keo, S. A., Höglund, L., Fisher, A. M., Luong, E. M., and Gunapala, S. D. (2018). Mid-wavelength high operating temperature barrier infrared detector and focal plane array. *Applied Physics Letters*, 113(2) :021101. [49](#), [145](#), [150](#)
- [Ting et al., 2009] Ting, D. Z.-Y., Hill, C. J., Soibel, A., Keo, S. A., Mumolo, J. M., Nguyen, J., and Gunapala, S. D. (2009). A high-performance long wavelength superlattice complementary barrier infrared detector. *Applied Physics Letters*, 95(2) :023508. [49](#), [186](#)
- [Tissot, 2010] Tissot, J.-L. (2010). Imagerie ir thermique à base de détecteurs non refroidis. [10](#)
- [Tiwari and Frank, 1992] Tiwari, S. and Frank, D. J. (1992). Empirical fit to band discontinuities and barrier heights in iii–v alloy systems. *Applied physics letters*, 60(5) :630–632. [36](#), [37](#)
- [Tsu and Döhler, 1975] Tsu, R. and Döhler, G. (1975). Hopping conduction in a" superlattice". *Physical Review B*, 12(2) :680. [30](#), [31](#)
- [Umana et al., 2012] Umana, G., Klein, B., Kala, H., Antoszewski, J., Gautam, N., Kutty, M., Plis, E., Krishna, S., and Faraone, L. (2012). Vertical minority carrier electron transport in p-type inas/gasb type-ii superlattices. *Applied Physics Letters*, 101(25) :253515. [41](#)
- [Umana-Membreno et al., 2012] Umana-Membreno, G. A., Kala, H., Klein, B., Antoszewski, J., Gautam, N., Kutty, M., Plis, E., Krishna, S., and Faraone, L. (2012). Electronic transport in inas/gasb type-ii superlattices for long wavelength infrared focal plane array applications. In *Infrared Technology and Applications XXXVIII*, volume 8353, page 83530Y. International Society for Optics and Photonics. [132](#)
- [Webster et al., 2015a] Webster, P., Riordan, N., Liu, S., Steenbergen, E., Synowicki, R., Zhang, Y.-H., and Johnson, S. (2015a). Absorption properties of type-ii inas/inassb superlattices measured by spectroscopic ellipsometry. *Applied Physics Letters*, 106(6) :061907. [39](#)
- [Webster et al., 2015b] Webster, P., Riordan, N., Liu, S., Steenbergen, E., Synowicki, R., Zhang, Y.-H., and Johnson, S. (2015b). Measurement of inassb bandgap energy and inas/inassb band edge positions using spectroscopic ellipsometry and photoluminescence spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 118(24) :245706. [39](#)
- [Wei et al., 2002] Wei, Y., Gin, A., Razeghi, M., and Brown, G. J. (2002). Type ii inas/gasb superlattice photovoltaic detectors with cutoff wavelength approaching 32 μm . *Applied Physics Letters*, 81(19) :3675–3677. [38](#)

- [Wood et al., 2015] Wood, M., Kanedy, K., Lopez, F., Weimer, M., Klem, J., Hawkins, S., Shaner, E., and Kim, J. (2015). Monolayer-by-monolayer compositional analysis of inas/inassb superlattices with cross-sectional stm. *Journal of Crystal Growth*, 425 :110–114. [171](#)
- [Yoon et al., 2017] Yoon, N., Reyner, C., Ariyawansa, G., Duran, J., Scheihing, J., Mabon, J., and Wasserman, D. (2017). Modified electron beam induced current technique for in (ga) as/inassb superlattice infrared detectors. *Journal of Applied Physics*, 122(7) :074503. [42](#)
- [Youngdale et al., 1994] Youngdale, E., Meyer, J., Hoffman, C., Bartoli, F., Grein, C., Young, P., Ehrenreich, H., Miles, R., and Chow, D. (1994). Auger lifetime enhancement in inas-ga_{1-x} in x sb superlattices. *Applied physics letters*, 64(23) :3160–3162. [43](#)
- [Yuzhelevski et al., 2000] Yuzhelevski, Y., Yuzhelevski, M., and Jung, G. (2000). Random telegraph noise analysis in time domain. *Review of Scientific Instruments*, 71(4) :1681–1688. [71](#)
- [Zuo et al., 2015] Zuo, D., Liu, R., Wasserman, D., Mabon, J., He, Z.-Y., Liu, S., Zhang, Y.-H., Kadlec, E. A., Olson, B. V., and Shaner, E. A. (2015). Direct minority carrier transport characterization of inas/inassb superlattice nbn photodetectors. *Applied Physics Letters*, 106(7) :071107. [42](#)
- [Zuo et al., 2013] Zuo, D., Qiao, P., Wasserman, D., and Lien Chuang, S. (2013). Direct observation of minority carrier lifetime improvement in inas/gasb type-ii superlattice photodiodes via interfacial layer control. *Applied Physics Letters*, 102(14) :141107. [41](#)

