



HAL
open science

Superréseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge

Jean-Baptiste Rodriguez

► **To cite this version:**

Jean-Baptiste Rodriguez. Superréseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets moléculaires pour photodétection à 300 K dans le moyen-infrarouge. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2005. Français. NNT : . tel-00618583

HAL Id: tel-00618583

<https://theses.hal.science/tel-00618583>

Submitted on 2 Sep 2011

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.

ACADÉMIE DE MONTPELLIER
UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H È S E

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : Électronique, Optronique et Systèmes
Formation Doctorale : Électronique, Composants et Systèmes
Ecole Doctorale : Information, Structures et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement
par

Jean-Baptiste RODRIGUEZ

Le 08 juillet 2005

**Superréseaux InAs/GaSb réalisés par épitaxie par jets
moléculaires pour photodétection à 300 K dans le
moyen-infrarouge**

Jury

Mollot Francis	Directeur de Recherche CNRS, IEMN Villeneuve d'Ascq	Président du jury / Rapporteur
Joullié André	Professeur, UMII-CEM2	Directeur de Thèse
Berger Vincent	Professeur, Université Paris 7	Rapporteur
Christol Philippe	Maître de Conférence, Université d'Avignon	Examineur
Fuchs Frank	Docteur, Fraunhofer Institute Freiburg	Examineur
Sirieux Michel	Directeur Technique et Scientifique, SAGEM SA Paris	Examineur

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au sein du Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier, dans l'équipe Nanomir, dirigée par Monsieur André Joullié, que je remercierai tout d'abord pour m'avoir accueilli dans son groupe.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs Francis Mollot et Vincent Berger, rapporteurs minutieux de ce travail, ainsi que Messieurs Frank Fuchs et Michel Sirieix qui ont accepté de participer au jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à mon directeur de thèse, Monsieur André Joullié (de nouveau, mais il le mérite vraiment!), qui m'a dirigé au cours de ce travail avec attention et bonne humeur. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous ; votre gentillesse, vos idées et votre patience sont pour beaucoup dans la qualité de ce travail. De plus, vous avez agrémente cette thèse de deux stages au Mexique, et de nombreux " détails " qui ont rendu ces trois années vraiment passionnantes.

Un immense merci à Philippe Christol, qui m'a lui aussi surveillé de très près et avec qui j'ai découvert le monde de la matrice de transfert, de l'imagerie infrarouge, et du pastis-cahuètes entre autres. Ton aide a été quasi-constante et les pages qui suivent te doivent beaucoup. Mais surtout, il est incroyablement sympathique ce Sétois à la coiffure bizarre, et je suis sûr qu'il va énormément me manquer.

Je remercie également les autres membres de l'équipe détecteur en commençant par France Chevrier, pour m'avoir initié aux joies de la croissance par jets moléculaires, ainsi que pour les nombreuses caractérisations de diffraction X. Et évidemment, le duo international de choc: Hocine Hait-kaci, fin connaisseur de la langue française et de ses subtilités ... et José Nieto, qui m'a accueilli chaleureusement à San Luis Potosi, et m'en a fait découvrir les environs; ce fut un vrai plaisir et je n'oublie pas les nombreuses caractérisations de détecteurs que tu as faites en urgence pour que je

puisse boucler ce travail. Merci pour votre aide, et félicitations pour vos thèses respectives! Enfin, le fameux Cuminal software, cadencé à 200 GHz (au moins), capable de simuler les détectivités de structures plus vite que son ombre.

Je voudrais également remercier l'équipe de l'ATEMI, Isabelle Salesse et Jean Lyonnet, pour avoir réalisé la techno de nos détecteurs. Merci aussi à Alain Salesse pour ses conseils concernant la passivation.

Un grand merci à Monsieur Achim Trampert du Paul Drude Institute de Berlin, qui a réussi de magnifiques mesures de microscopie électronique à transmission sur nos échantillons.

Merci à toute l'équipe de l'Instituto de Investigacion en Comunicacion Optica (IICO) de San Luis Potosi (Mexique), et particulièrement à Monsieur Francisco De Anda, pour leur accueil très chaleureux au cours des stages que j'ai effectué dans le cadre de la collaboration ECOS-NORD/ANUIES (projet M01 P02).

Je remercie évidemment l'ensemble de la sympathique équipe Nanomir. Pierre Grech, pour le montage des diodes sur embase et les superbes photos MEB. Guilhem Boissier, pour avoir réussi à maintenir la MBE en état de marche, malgré tout ce qu'on lui a fait subir. Jean-Marc Aniel pour sa bonne humeur et sa légendaire dose café... Frédéric Genty, futur génie du VCSEL branché sur pile 1,5 Volts. Anne Triaire, secrétaire attentionnée, toujours prête à nous envoyer à l'autre bout du monde (pour raisons professionnelles, bien sûr !). Eric Tournié, pour ses conseils et certains apéros mémorables. Yves Rouillard, pour sa gentillesse et ses lasers mégamilliwatts. Les cascadiens Roland Teissier et Alexeï Baranov, pour toutes les discussions enrichissantes et les conseils qu'ils m'ont donnés. Aurore Vicet, à qui je souhaite plein de bonheur avec sa toute nouvelle progéniture !! Claude Alibert, toujours prêt à nous faire profiter de sa grande expérience. Arnaud Garnache, pour son aide concernant les mesures de sensibilité.

Merci à la joyeuse colonie de thésards de l'équipe : Nico 1, Nico 2, Alain, David, Julie, Jan, Edgar ainsi que ceux qui sont partis vers de nouveaux horizons : Abdel (l'ampèremètre universel), Arnaud, Dimitri, et bien sûr Laurent (prépare le jamon, je compte bien passer un de ces week-ends !).

J'en arrive à mes acolytes de bureau, David (Dr. Gnougnoux) et Aimeric, que je remercie particulièrement pour ces trois années de bonne humeur et de taularderies en tout genre. Merci et bonne chance pour la suite, vous allez me manquer !

Enfin, un immense merci à mon fan club familial, à tous mes amis et bien sûr à Christine, qui a eu la lourde tâche de me supporter pendant les derniers mois de cette thèse, et de m'aider à relire le manuscrit durant quelques nuits.

Table des matières

Introduction	7
Chapitre 1 -Contexte de la détection moyen-infrarouge	13
1.1 Le rayonnement infrarouge	13
1.1.a)Emission et transmission du rayonnement IR.....	14
1.1.b)Contraste thermique.....	17
1.1.c)Les détecteurs de rayonnement infrarouge	20
1.2 Les figures de mérite des détecteurs	22
1.2.a)Rendement quantique externe	22
1.2.b)Puissance équivalente au bruit et détectivité.....	24
1.2.c)Résolution thermique.....	25
1.3 Détectivité théorique limite.....	25
1.4 Les performances actuelles des détecteurs et des matrices de détecteurs	28
1.4.a)Les détecteurs thermiques	29
1.4.b)Les détecteurs quantiques.....	30
1.4.c)Comparaison des différentes filières	36
1.4.d)Les filières émergentes	37
1.5 Le superréseau InAs/GaSb pour la photodétection.....	41
1.5.a)Présentation générale du superréseau GaSb/InAs.....	41
1.5.b)Performances significatives des SLIP GaSb/InAs pour la photodétection	44
1.6 Conclusion du Chapitre 1	46

Chapitre 2 - Croissance par EJM et propriétés de superréseaux GaSb/InAs49

2.1	Choix de la zone d'absorption.....	49
2.1.a)Modélisation des états électroniques dans le superréseau GaSb/InAs	49
2.1.b)Choix d'une période	57
2.2	Présentation du bâti E.J.M.	62
2.2.a)Eléments de contrôle de la croissance	64
2.2.b)Diffraction de rayons X	67
2.2.c)Préparation des croissances	70
2.3	Croissance des SR sur substrat GaSb.....	72
2.3.a)Description de la croissance d'InAs, InSb et GaSb.....	72
2.3.b)Problèmes liés aux interfaces	73
2.3.c)Insertion de la couche d'InSb: influence sur la qualité structurale du SR.....	75
2.3.d)Influence de la température de croissance	82
2.3.e)Influence des pressions partielles d'éléments V.....	84
2.3.f)Influence de la période	86
2.3.g)Calibrations	88
2.4	Mesures de dopage et de mobilité	88
2.5	Caractérisation optique de la zone d'absorption.....	92
2.5.a)Mesures de photoluminescence en fonction de la température.....	92
2.5.b)Mesures de transmission à 80 K et 300 K.....	95
2.6	Conclusion Chapitre 2	99

Chapitre 3 -Étude des photodiodes à superréseaux GaSb/InAs 105

3.1	Modélisation de structures p-i-n.....	105
3.1.a)Principe de la modélisation	106
3.1.b)Choix de la structure modélisée	109
3.1.c)Diagramme de bandes d'énergie	110
3.1.d)Paramétrisation de la structure modélisée	111

3.1.e)	Résultats pour un fonctionnement à température ambiante.....	113
3.2	Réalisation des photodétecteurs mesa	117
3.2.a)	Présentation des structures	117
3.2.b)	Procédure technologique	120
3.2.c)	Essais de passivation	124
3.3	Caractérisation des photodétecteurs	129
3.3.a)	Caractérisation électrique.....	129
3.3.b)	Mesure de la réponse spectrale.....	136
3.3.c)	Calibration de la sensibilité	139
3.3.d)	Rôle de l'épaisseur	142
3.3.e)	Influence d'une couche barrière d'AlGaSb.....	146
3.3.f)	Réponse en polarisation inverse	150
3.4	Conclusion du Chapitre 3	152
	Conclusion et perspectives.....	157
	Bibliographie	165

~

Introduction

~

Introduction

En voulant mesurer la température des différentes couleurs du spectre solaire obtenu à travers un prisme dispersif, William Herschel se rendit compte que le dégagement de chaleur augmentait à mesure qu'il s'approchait du rouge. En plaçant un thermomètre dans la partie obscure, il observa que cet effet calorifique continuait à augmenter pour atteindre des températures maximales bien au-delà du spectre de la lumière visible. En cette année 1800, Herschel venait de mettre en évidence la présence d'un rayonnement en-deçà du rouge que l'on a ensuite appelé *Infra-Rouge*.

Deux siècles plus tard, on cherche toujours les meilleurs moyens pour détecter ce rayonnement non perceptible par l'œil humain, en particulier dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère du moyen infrarouge (MWIR 3-5 μm). Dans cette gamme spectrale, qui présente un fort contraste thermique pour l'émission du corps noir porté à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$), les applications de l'imagerie infrarouge, appelée aussi thermographie infrarouge, sont nombreuses et des plus variées. On peut citer par exemple la vision nocturne à longue distance par des systèmes nyc-talopes, ce qui intéresse les militaires afin de satisfaire les critères du triptyque *détecter-reconnaître-identifier* pour analyser une cible mais aussi l'industrie automobile pour l'aide à la conduite et à la détection d'obstacles (concept ICAR); l'aide au secours (détection de personnes par conditions extrêmes de brouillard ou de fumée); l'aide au diagnostic dans le milieu industriel (détection de défauts de procédés) ou médical (détection de certaines anomalies physiologiques); la spectrophotométrie pour la détection de polluants ou bien la cartographie précise de températures sur Terre depuis l'espace pour la météorologie et la climatologie.

Il y a quarante ans, les premières caméras infrarouges utilisaient un seul détecteur couplé à un système de balayage optomécanique par rotation à miroir deux axes pour décrire les lignes et les colonnes. Puis des barrettes linéaires de détecteurs ont été fabriquées et disposées en quinconce avec un seul axe de balayage suivant les lignes. Aujourd'hui, les caméras standards utilisent des matrices de détecteurs avec des formats de type 320 x 240 pixels au pas de 30 μm alors que les matrices 640 x 480 μm au pas de 20 μm sont au stade de la commercialisation, pour aboutir à l'horizon 2010, au format *mégapixel* 1024 x 1024 au pas de 15 μm .

Deux technologies de détection du rayonnement dominant actuellement l'offre commerciale de la caméra infrarouge. D'une part les *détecteurs thermiques* à base de microbolomètres sensibles à la quantité de rayonnement. Ces systèmes électromécaniques fonctionnent à température ambiante mais ne sont, pour l'instant, performants que dans la gamme du 8-12 μm et présentent des temps de réponse importants (plusieurs dizaines de millisecondes) ce qui limite leur utilisation à des applications statiques. D'autre part les détecteurs *quantiques* ou *photoniques*, à base de MCT, d'InSb ou de QWIP GaAs, sensibles quant à eux à la qualité du rayonnement. Ce sont des systèmes de détection très rapides, adaptés pour l'imagerie thermique de scènes dynamiques aussi bien dans la gamme du 3-5 μm que dans le 8-12 μm . Mais ces systèmes doivent être obligatoirement refroidis (77 K) donc encombrants et coûteux, limitant ainsi leur utilisation à des applications haut de gamme.

Par conséquent, il existe un réel besoin d'une nouvelle génération de photodétecteurs associant à la fois les critères de haute performance et de fonctionnement non refroidi [Sarusi 2003], au moins assuré par un dispositif de type Peltier. Pour atteindre cet objectif, deux approches peuvent être envisagées: soit l'utilisation de systèmes quantiques innovants comme les boîtes quantiques ou bien les cascades quantiques, utilisés sous la forme de composants QDIPs (quantum dot infrared detectors) [Jiang 2004] ou QCD (quantum cascade detector) [Gendron 2005]; soit l'utilisation d'une nouvelle filière de matériaux, en l'occurrence la filière des antimoniures sous la forme de photodiodes à zone d'absorption d'InAsSb [Rakovska 2000, Marre 2003] ou bien de superréseau (SR) InAs/GaSb [Bürkle 2002, Razeghi 2002]. Compte tenu des fortes potentialités du système de type III InAs/GaSb pour la photodétection MWIR [Rogalski 2003] et du savoir faire du laboratoire CEM2 en fabrication de composants à

nanostructures à base d'antimoniures, nous avons opté pour le système à SR InAs/GaSb sur substrat GaSb.

L'objectif de ce travail était donc de vérifier si le système quantique à base de superréseau symétrique InAs/GaSb peut constituer cette nouvelle génération de photodétecteurs, performant à température ambiante ou proche de l'ambiante dans le domaine spectral de l'infrarouge moyen (3-5 μm).

Pour cela, nous avons dû tout d'abord définir et choisir le superréseau (SR) InAs/GaSb adapté au cahier des charges de la photodétection moyen infrarouge. Ensuite, il a fallu réaliser la croissance de la structure quantique par épitaxie par jets moléculaires (EJM). Enfin, nous avons fabriqué les photodiodes et les avons caractérisées.

Ce mémoire de thèse présente les différentes étapes de ce travail et se décompose en trois chapitres:

Dans le *premier chapitre*, nous présentons le contexte scientifique de la détection moyen infrarouge. L'objectif est de positionner le travail présenté dans ce mémoire vis à vis des grandeurs physiques qui caractérisent les détecteurs (figures de mérites) et de l'état de l'art des différentes filières actuellement disponibles sur le marché ou bien en émergence.

Le *deuxième chapitre* est consacré au superréseau InAs/GaSb voué à la photodétection moyen infrarouge, à sa réalisation par EJM et à sa caractérisation structurale (diffraction de rayons X, microscopies AFM et TEM) et optique (absorption et photoluminescence). Après avoir défini et justifié le choix de cette structure comme zone active absorbante de photons MWIR, nous présentons en détail la croissance du SR InAs/GaSb accordé en maille sur le substrat GaSb. Cet accord de maille, qui garantit des structures quantiques de grande qualité cristallographique afin de pouvoir envisager la fabrication de structures à zone d'absorption épaisse de plusieurs microns, est obtenu grâce à l'insertion d'une monocouche d'InSb à chaque interface InAs-GaSb.

Enfin le *troisième chapitre* présente les résultats en terme de rendement quantique externe η , de produit R_0A et de détectivité spécifique D^* . D'une part, ces résultats sont issus d'une modélisation par éléments finis d'une structure photodéetectrice p-i-n complète sur substrat GaSb (p). D'autre part, nous présentons des caractérisations courant-tension et des réponses spectrales effectuées sur des photodéetecteurs à géométrie mesa réalisés au laboratoire.

En conclusion nous effectuons le bilan des résultats obtenus et discutons des perspectives à donner à la structure photodéetectrice à SR InAs/GaSb que nous avons étudiée.

~

Chapitre 1

~

Chapitre 1 - Contexte de la détection moyen-infrarouge

Dans ce premier chapitre, nous présentons tout d'abord des notions générales sur l'émission et la transmission du rayonnement infrarouge (IR) puis sur les détecteurs thermiques et photoniques. Ce sont parfois des rappels; le lecteur averti pourra s'en affranchir. Ensuite, nous présentons et comparons entre elles les différentes filières de détecteurs suivant les critères de ce que l'on appelle la troisième génération de détecteurs pour imagerie infrarouge. Enfin, nous concluons sur une description succincte des structures émergentes qui sont susceptibles de satisfaire aux critères de cette nouvelle génération et mettons en exergue les potentialités de la photodiode à superréseau InAs/GaSb comme système de choix pour la photodétection infrarouge.

1.1 Le rayonnement infrarouge

Tout corps porté à une certaine température émet des photons: c'est le rayonnement thermique. À la température dite de l'ambiante (300K), ce rayonnement est invisible pour l'un des meilleurs des détecteurs: l'oeil humain, car les photons émis se situent dans le domaine spectral de l'infrarouge. Pour palier à cette carence, il faut développer une imagerie infrarouge c'est-à-dire des systèmes de détection et de vision artificiels. Cette imagerie se définit suivant les trois axes essentiels que sont la

connaissance de la source, le milieu de propagation du signal et la capacité du détecteur à capter ce signal.

1.1.a) Emission et transmission du rayonnement IR

La source est bien souvent complexe à appréhender car celle-ci est la somme d'une émission qui lui est propre et de la réflexion des sources secondaires présentes dans la scène. La théorie du corps noir, même si les objets naturels ne le sont généralement pas, peut nous fournir des indications pertinentes sur l'émission des corps en fonction de leur température.

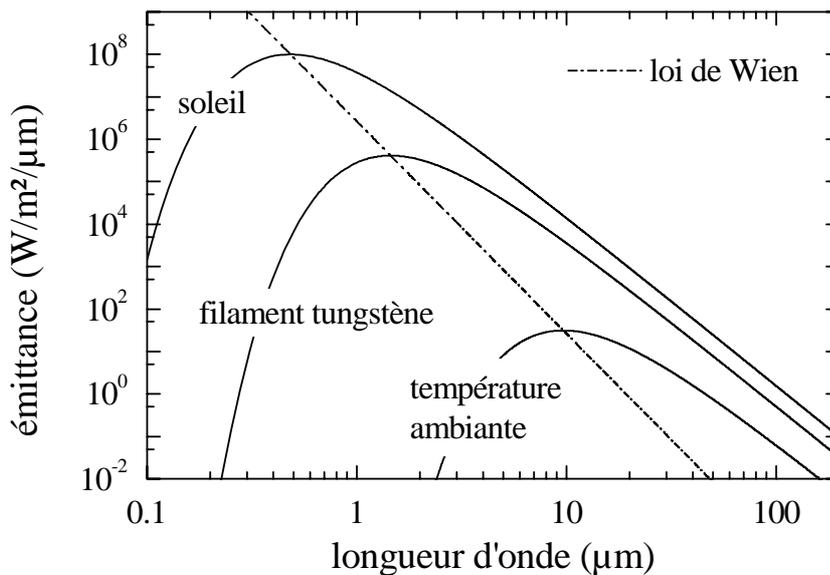


FIGURE 1.1. *émission spectrale du corps noir à différentes températures (300, 2000 et 6000 K)*

La Figure 1.1 présente l'émission spectrale du corps noir à différentes températures. Celle-ci est donnée par la loi de Planck, établie à partir de considérations thermodynamiques statistiques et qui s'exprime par la relation [Gaussorgues 1999]:

$$\frac{d}{d\lambda}R(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{(hc)/(\lambda kT)} - 1} \quad (\text{en W/m}^2/\mu\text{m}) \quad (1.1.)$$

où h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière.

Chacune des sources présente un maximum de puissance émise qui se déplace vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température diminue et qui vérifie la loi de Wien:

$$\lambda_{\text{MAX}} = \frac{2898}{T} \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m} \text{ et } T \text{ en K}) \quad (1.2.)$$

En considérant le soleil comme un corps noir de température moyenne de surface égale à 6000 K, la puissance lumineuse émise est maximale dans le domaine spectral du visible et pour une longueur d'onde de 0.48 μm , ce qui correspond à peu près au maximum de sensibilité de l'oeil humain. Un filament de tungstène porté à incandescence à la température de 2000 K présente une puissance maximale d'émission au delà du visible à 1.45 μm et ne constitue donc pas une source artificielle de lumière visible parfaite pour l'oeil humain. Enfin, un corps noir à la température de 300 K (température ambiante) a une puissance d'émission maximale dans l'infrarouge, à 9.66 μm . Pour détecter des objets à température ambiante, le système de détection devra donc à priori être sensible à cette gamme de longueurs d'onde.

La connaissance du spectre d'émission de la source doit être complétée par la connaissance du milieu de propagation de l'onde électromagnétique. En effet, le rôle du milieu de transport est primordial puisque l'ensemble des molécules qui le compose détermine sa capacité à absorber l'onde électromagnétique, en fonction de sa longueur d'onde et de la longueur du trajet optique entre la source et le détecteur. Dans notre cas, le milieu de transport est l'atmosphère, transparent pour le visible, mais composé de molécules ayant une forte absorption dans l'infrarouge (H_2O par exemple). Celui-ci a un spectre de transmission dépendant de divers facteurs (l'hygrométrie par exemple), et chaque situation est donc unique. Un exemple de spectre est reporté Figure 1.2. On peut remarquer qu'il existe des fenêtres atmosphériques de transmission c'est-à-dire des domaines de longueurs d'onde où l'absorption est faible ou négligeable. Par contre d'autres gammes sont fortement absorbées; par exemple, la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère absorbe les longueurs d'ondes comprises entre 5.5 et 8 μm .

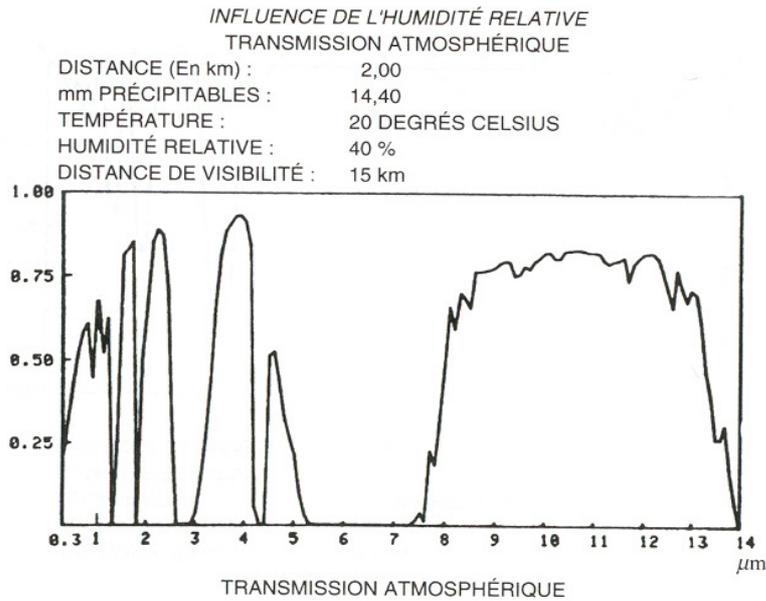


FIGURE 1.2. transmission de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde.

Les fenêtres de transmission de l'atmosphère sont classées par longueur d'onde de la manière suivante:

- la fenêtre NIR (Near InfraRed) correspondant à la gamme 0.7-1.5 μm ;
- la fenêtre SWIR (Short Wave InfraRed) correspondant à la gamme 1.5-2.5 μm ;
- la fenêtre MWIR (Medium Wave InfraRed) correspondant à la gamme 3-5 μm ;
- la fenêtre LWIR (Long Wave InfraRed) correspondant à la gamme 8-12 μm .

Comme nous l'avons vu précédemment, un objet à température ambiante émet un flux maximal de photons pour une longueur d'onde de 9.66 μm et le nombre de photons émis décroît ensuite fortement pour les longueurs d'onde plus faibles. Les deux premières fenêtres, proche infrarouge NIR et SWIR, sont ainsi largement "handicapées" par ce phénomène. La constitution d'images dans ces gammes de longueurs d'onde suppose la présence de sources secondaires dans la scène observée. C'est ce que l'on appelle l'imagerie active qui est une imagerie de la rétrodiffusion de photons par une scène éclairée artificiellement. Cette technique de détection s'avère inefficace par exemple pour l'imagerie médicale, où l'on cherche souvent à avoir une vision sous-cutanée, ou pour certaines applications militaires, pour des raisons évidentes de discrétion.

1.1.b) Contraste thermique

Pour des corps à température ambiante, la fenêtre atmosphérique qui semble la mieux appropriée pour la détection est donc la fenêtre LWIR puisque l'intensité émise y est plus importante que dans le MWIR. Cette dernière semble mieux adaptée pour détecter des corps portés à des températures plus élevées (500 K - 1000 K). Cependant, le critère de la quantité de photons émis par la cible visée n'est pas suffisant en imagerie infrarouge; en effet, il faut aussi tenir compte de l'émission de la scène, dont la température est souvent proche de celle de l'objet à distinguer. Il faut donc que la différence de température entre l'objet et la scène ou entre deux objets induise une différence d'émission de photons suffisante pour pouvoir être distinguée.

On définit ainsi la notion de contraste thermique dans la bande spectrale $\Delta\lambda$ [Gaussorgues 1999]:

$$C = \frac{\int_{\Delta\lambda} \frac{d}{d\lambda} R(\lambda, T_0) d\lambda - \int_{\Delta\lambda} \frac{d}{d\lambda} R(\lambda, T_f) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \frac{d}{d\lambda} R(\lambda, T_0) d\lambda + \int_{\Delta\lambda} \frac{d}{d\lambda} R(\lambda, T_f) d\lambda} \quad (1.3.)$$

où T_0 est la température de l'objet, et T_f la température du fond.

La Figure 1.3 montre que pour un écart de température donné, autour de la température ambiante, la bande du MWIR présente un meilleur contraste thermique que la bande LWIR. Dans cet exemple, le contraste est deux fois plus élevé dans la gamme 3-5 μm que dans la gamme 8-14 μm pour la détection d'une cible à la température de 37°C (310 K) dans un fond radiant de 7°C (280 K). En résumé, à température équivalente, la quantité de photons émis par un corps à température ambiante est supérieure dans la bande LWIR, mais il est moins évident, dans cette gamme, de distinguer correctement les différentes composantes d'une scène.

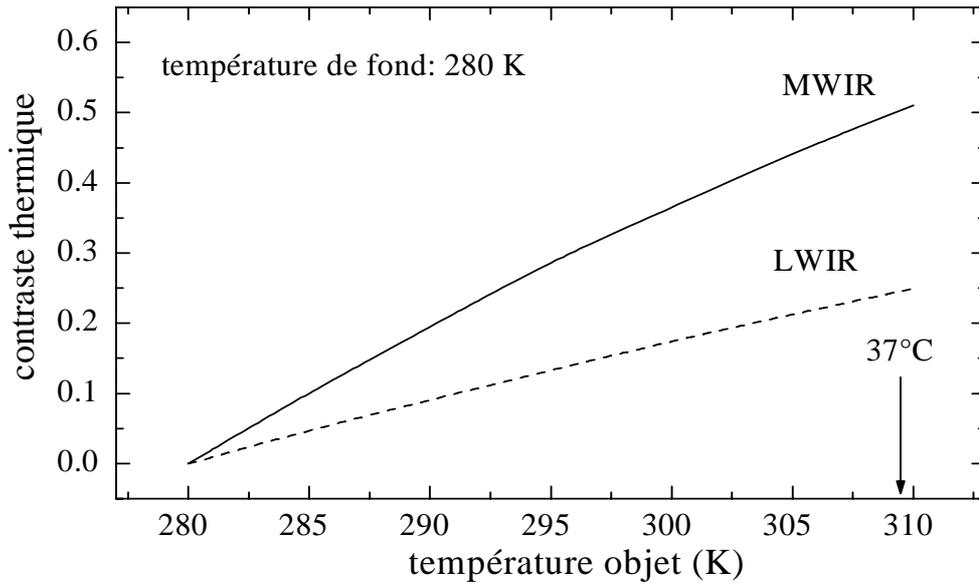


FIGURE 1.3. contraste thermique dans les gammes spectrales MWIR (3-5 μm) et LWIR (8-12 μm) pour un fond radiant de 280 K.

Le choix d'une fenêtre de transmission n'est donc pas trivial, d'autant que le problème est beaucoup plus complexe dans le cas général, c'est-à-dire en présence de corps gris et de multiples sources secondaires dans la scène. En effet, dans la réalité, les objets ne sont pas des corps noirs, c'est-à-dire, des objets capables d'absorber et de réémettre l'intégralité du rayonnement incident. Une partie du flux de photons atteignant un objet est toujours réfléchi. Lors de l'observation de celui-ci, le signal vu par le détecteur est donc une composition du signal propre à l'objet -en rapport à sa température et à son émittance-, et de la réflexion des sources environnantes -en rapport avec la réflectivité, l'angle d'observation, les objets composant la scène, etc...-. Ces réflexions peuvent être à l'origine, comme dans le visible, d'un éblouissement du capteur, avec un effet variable suivant la longueur d'onde. Enfin, l'augmentation d'humidité de l'atmosphère dégrade de manière plus importante la transmission de celle-ci dans le LWIR, tandis que la présence d'aérosols ou de brumes affecte cette même transmission plus intensément dans le MWIR en raison de la diffusion du rayonnement par les particules de l'atmosphère, variant en λ^{-4} suivant la loi de Rayleigh.

Ces deux derniers exemples, ainsi que les notions de contraste, de réflectivité et d'émissivité illustrent la complémentarité de ces deux gammes de transparence de l'atmosphère pour la détection infrarouge. Ainsi, plutôt que de choisir l'une ou

l'autre des gammes de transparence de l'atmosphère, de nombreuses recherches, ces dix dernières années, tendent à exploiter cette complémentarité, en utilisant conjointement les deux gammes sur un même détecteur: c'est la détection multispectrale.

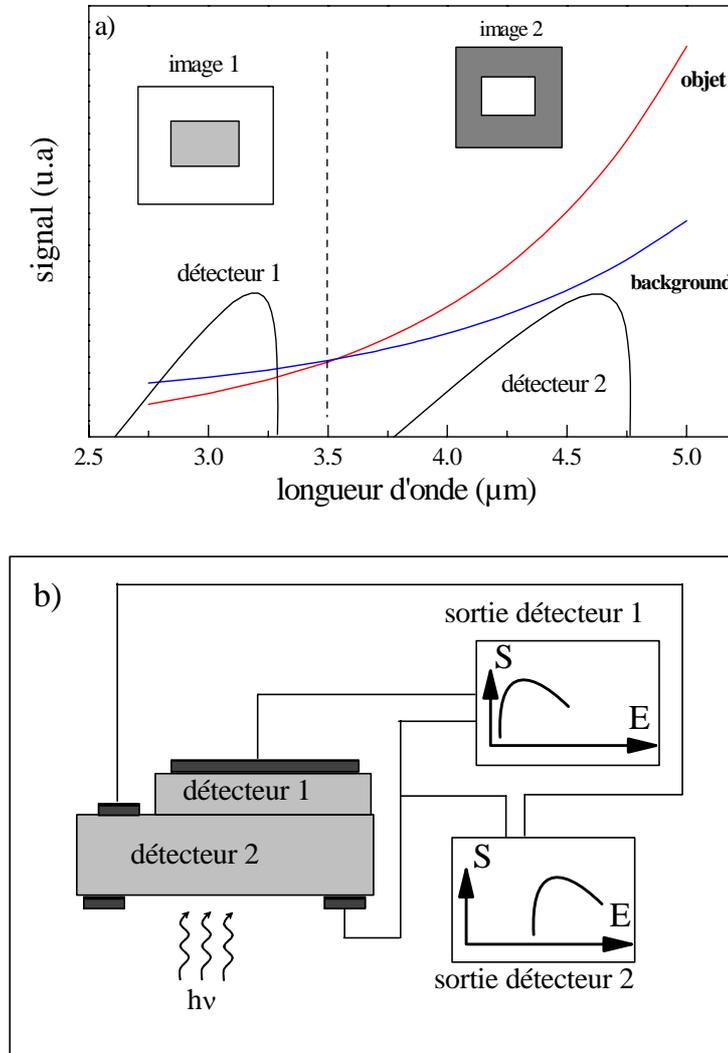


FIGURE 1.4. *principe de fonctionnement d'un détecteur bispectral. a. exemple de variation de contraste entre cible et fond radiant dans la même bande spectrale du MWIR. b- schéma de principe d'un détecteur bispectral*

La Figure 1.4.b présente le principe d'un détecteur bispectral constitué d'un empilement de deux détecteurs épitaxiés l'un sur l'autre. Celui-ci peut couvrir les deux bandes MWIR et LWIR ou bien être sensible à deux gammes distinctes au sein d'une même fenêtre de transmission de l'atmosphère. En effet, avoir deux détecteurs dans une même fenêtre peut aussi être un avantage: par exemple dans la bande du MWIR (Figure 1.4.a) il peut exister une forte variation de contraste entre l'objet cible et le fond radiant. Dans cet exemple, en deçà de 3.5 μm, le fond est plus lumineux que

l'objet et inversement au delà. Un détecteur couvrant entièrement la gamme MWIR, intègre le résultat sur les deux zones, avec au final un rendu très peu contrasté. Par contre, un détecteur bispectral composé d'un détecteur en début et d'un autre en fin de MWIR, délivre deux signaux distincts que le circuit de lecture pourra combiner afin d'obtenir l'image la plus fidèle.

1.1.c) Les détecteurs de rayonnement infrarouge

La détection du rayonnement infrarouge peut être effectuée par un composant réagissant soit à chaque photon ou quantum d'énergie de l'onde électromagnétique incidente; soit à toute l'énergie des quanta reçus. De ce fait, il existe deux catégories de détecteurs infrarouges, fonctionnant sur l'un ou l'autre de ces principes: les détecteurs quantiques ou photoniques et les détecteurs thermiques.

Les premiers comptent le nombre de photons reçus par unité de temps en les convertissant en un signal électrique par l'intermédiaire de la génération de photoporteurs. Les seconds utilisent l'énergie du flux de photons incident pour produire une élévation de température qui induit la modification d'un paramètre mesurable du matériau, comme la résistivité (bolomètre) ou la répartition des charges de surfaces (détecteur pyroélectrique).

Pour leur part, les détecteurs quantiques sont fabriqués à partir de matériaux semi-conducteurs.

Ces photodétecteurs sont rapides et sélectifs en longueur d'onde car ils exploitent directement l'interaction d'un photon avec la matière.

Suivant la configuration, les photodétecteurs sont photoconductifs (PC) ou photovoltaïques (PV). Rappelons que dans le cas d'un photodétecteur PC, on exploite les modifications de conductivité du matériau semiconducteur dues aux charges libres photocréées. Pour le photodétecteur PV, la présence d'une jonction dans un semiconducteur entraîne l'existence d'une variation locale du champ électrique entre les régions p et n de la jonction (Figure 1.5).

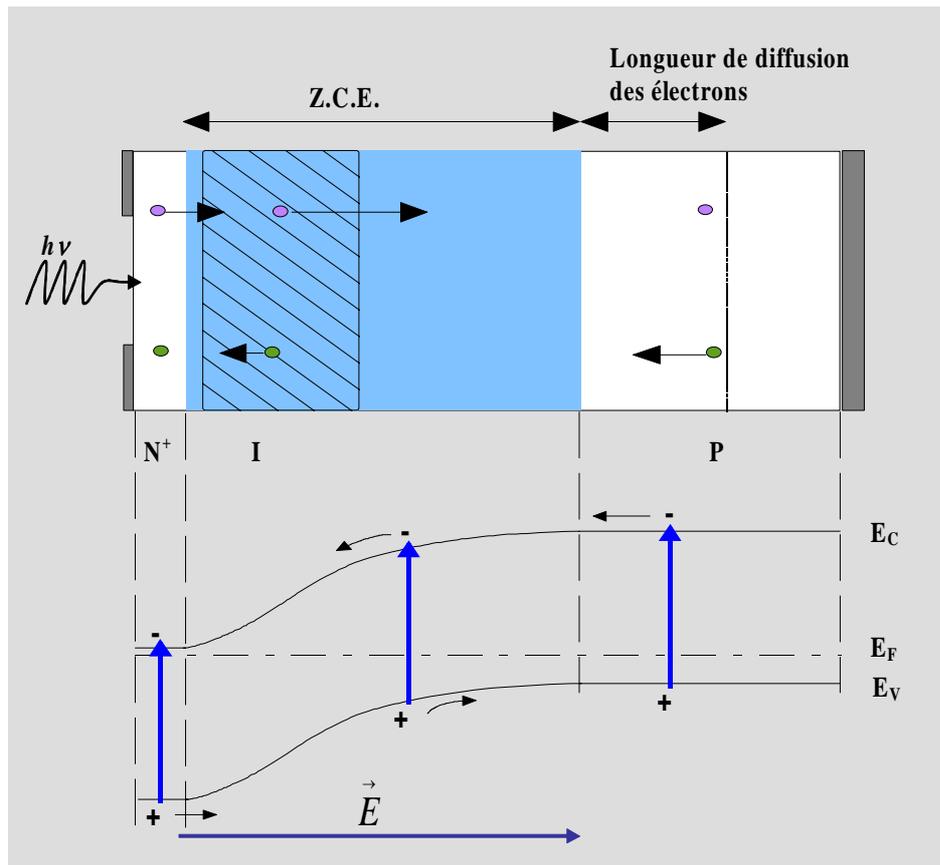


FIGURE 1.5. principe de fonctionnement d'une photodiode p-i-n classique: le champ électrique de la zone de charge d'espace (ZCE) sépare les paires électrons-trous créées par l'absorption de photons.

Ce champ sépare les paires électron-trou générées par l'absorption de photons et le détecteur se comporte comme un générateur d'énergie (photopile). Lorsque la jonction p-n est polarisée en inverse, le détecteur fonctionne alors en photodiode. Enfin, notons qu'à sensibilité égale, le détecteur PV possède un avantage important vis à vis du détecteur PC: il présente une limite de bruit inférieure en raison du faible taux de recombinaisons grâce à la diffusion des porteurs de charges par le champ électrique de la jonction. Cet effet est accentué en régime photodiode par la tension de polarisation inverse. De ce fait, les principaux photodétecteurs performants, disponibles actuellement sur le marché, sont essentiellement des photodiodes.

1.2 Les figures de mérite des détecteurs

Les figures de mérite que nous présentons dans ce paragraphe sont les grandeurs usuelles permettant de chiffrer les performances des détecteurs, de juger de leur adéquation pour une utilisation donnée (domaine spectral de la cible, température d'utilisation du composant) et d'appréhender ses potentialités à atteindre les performances limites. Ces figures de mérite permettent aussi de comparer les différentes technologies de détecteurs infrarouges (thermiques ou quantiques) ainsi que les différentes filières au sein d'une même technologie.

Nous nous intéresserons ici uniquement aux figures de mérite ou grandeurs physiques caractéristiques associées au photodétecteur quantique.

D'un point de vue phénoménologique, le détecteur est un système présentant une entrée et une sortie. A l'entrée est appliqué le signal optique IR à détecter, caractérisé par la puissance P transportée par les photons. A la sortie est recueilli un signal électrique S que l'on mesure sous la forme d'une variation d'intensité du courant ou bien d'une variation de potentiel. Les figures de mérite s'attachent donc à qualifier la relation liant P à S , ainsi qu'à déterminer la qualité de la conversion, c'est-à-dire le bruit introduit par le composant.

1.2.a) Rendement quantique externe

Le *rendement quantique externe* η d'un photodétecteur est donné par le rapport entre le nombre de porteurs mesuré en sortie et le nombre de photons incidents par unité de temps. Il permet donc de juger de l'efficacité de conversion du flux de photons en courant:

$$\eta = \frac{I_{ph}}{q \cdot A \cdot \Phi_{ph}} \quad (1.4.)$$

où I_{ph} est le photocourant généré, A est la surface de la zone de détection, q est la charge de l'électron et Φ_{ph} le flux de photons incidents.

On peut, à partir de la définition de η , définir la *réponse du détecteur* ou sensibilité en Ampère par Watts:

$$S = \eta \cdot \frac{q}{h\nu} \quad (1.5.)$$

avec $h\nu$ l'énergie des photons incidents.

Pour fixer les idées, nous avons représenté sur la Figure 1.6 l'évolution de la sensibilité en fonction de l'énergie des photons incidents pour différents rendements quantiques externes.

Comme attendu, il est possible d'atteindre de plus grandes sensibilités à grande longueur d'onde. Cela provient du fait que lorsque la longueur d'onde augmente, on a pour une même puissance d'éclairement, un plus grand nombre de photons, chacun d'entre eux étant moins énergétique.

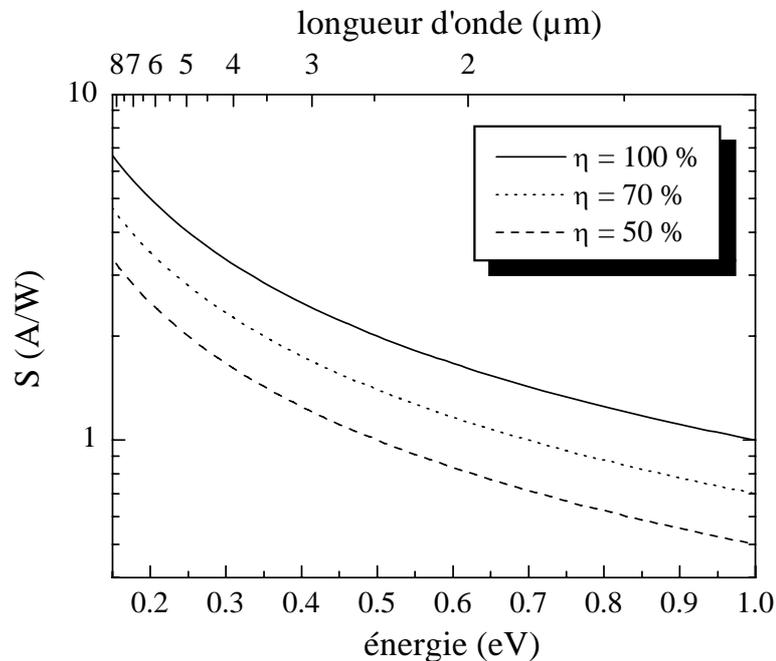


FIGURE 1.6. *sensibilité théorique obtenue pour des rendement quantique externe de 50, 70 et 100%. Dans le domaine du MWIR, on ne peut obtenir des réponses spectrales supérieures à 4 A/W pour un photodétecteur idéal.*

1.2.b) Puissance équivalente au bruit et détectivité

Une caractéristique essentielle d'un détecteur est la plus petite puissance incidente détectable. En effet, on observe toujours des fluctuations permanentes et aléatoires du signal électrique de sortie. Celles-ci se manifestent même en l'absence de tout signal optique d'entrée et constituent le bruit du détecteur. On appelle cette puissance, pour laquelle le rapport signal/bruit est égal à 1, la *puissance équivalente au bruit* ou NEP (pour *Noise Equivalent Power*). Cependant, cette caractéristique est rarement utilisée. En effet, la notion de *détectivité spécifique* lui est souvent préférée. Celle-ci est définie comme l'inverse du NEP, ramené à la surface A du détecteur en cm² ainsi qu'à la bande passante Δf de la mesure:

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{\text{NEP}} \quad (\text{cm.Hz}^{1/2}/\text{W}) \quad (1.6.)$$

Pour un photodétecteur, le *courant d'obscurité* I_{obs} est le courant mesuré en polarisation inverse sans rayonnement incident. Cette valeur est directement reliée au NEP et donc à la détectivité car le courant total est la somme du courant d'obscurité et du courant photogénéré.

En régime de faible polarisation inverse ou de polarisation nulle, le courant d'obscurité peut aussi être caractérisé par le produit R₀A, où R₀ est la résistance différentielle du détecteur en V = 0 Volt, et A la surface de celui-ci en cm²:

$$R_0A = A(dI/dV)^{-1}_{V=0} \quad (1.7.)$$

On montre que dans ce cas, la détectivité spécifique peut s'écrire [Rosencher 2002]:

$$D^* = R(\lambda) \cdot \sqrt{\frac{R_0A}{4kT}} \quad (\text{cm.Hz}^{1/2}/\text{W}) \quad (1.8.)$$

1.2.c) Résolution thermique

Pour les détecteurs, le contraste, c'est-à-dire l'écart de températures minimal détectable (donc équivalent au bruit) ou NETD (pour *Noise Equivalent Temperature Difference*) introduit la notion de résolution thermique. Cette valeur, exprimée en Kelvin, est souvent représentée de manière statistique sur l'ensemble des pixels d'une matrice, ce qui permet d'apprécier également l'homogénéité des performances du capteur.

1.3 Défectivité théorique limite

Outre les limites technologiques, il existe une limitation fondamentale aux performances d'un détecteur, qu'il soit thermique ou quantique. Celle-ci provient de la nature aléatoire du rayonnement issu d'un objet, et un détecteur parfait donne en sortie des fluctuations identiques à celle du flux de photons incidents. La défectivité d'un tel détecteur sera donc limitée par le bruit de fond de l'environnement ou en régime BLIP (pour *Background Limited Infrared Photodetection*). Cette défectivité BLIP est fortement dépendante du champ de vision du détecteur qui fixe le flux de photons incidents d'une scène et donc également le bruit de photons touchant le détecteur. En diminuant l'angle de vue β du détecteur, on augmente donc la défectivité. La valeur de la défectivité BLIP est donnée par la formule suivante pour des photodiodes idéales de rendement quantique $\eta = 100\%$:

$$D_{\text{BLIP}} = \frac{1}{h\nu \sin \beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{\phi(\lambda_c)}} \quad (1.9.)$$

avec $\phi(\lambda_c)$, flux total de photons incidents:

$$\phi(\lambda_c) = \int_0^{\lambda_c} \frac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda \quad (1.10.)$$

Cette relation ne dépend que de l'émission du corps noir à la longueur d'onde de coupure et à la température considérée. Pour les photoconducteurs, la relation est de la même forme, mais il apparaît un facteur $2^{-1/2}$, tenant compte du caractère unipolaire du détecteur.

La Figure 1.7 présente les détectivités théoriques limites obtenues pour les deux types de photodétecteurs, pour des longueurs d'onde comprises entre 1 et 15 μm , dans un fond radiant à 300 K et un champ de vision de 2π stéradians ($\beta = 180^\circ$).

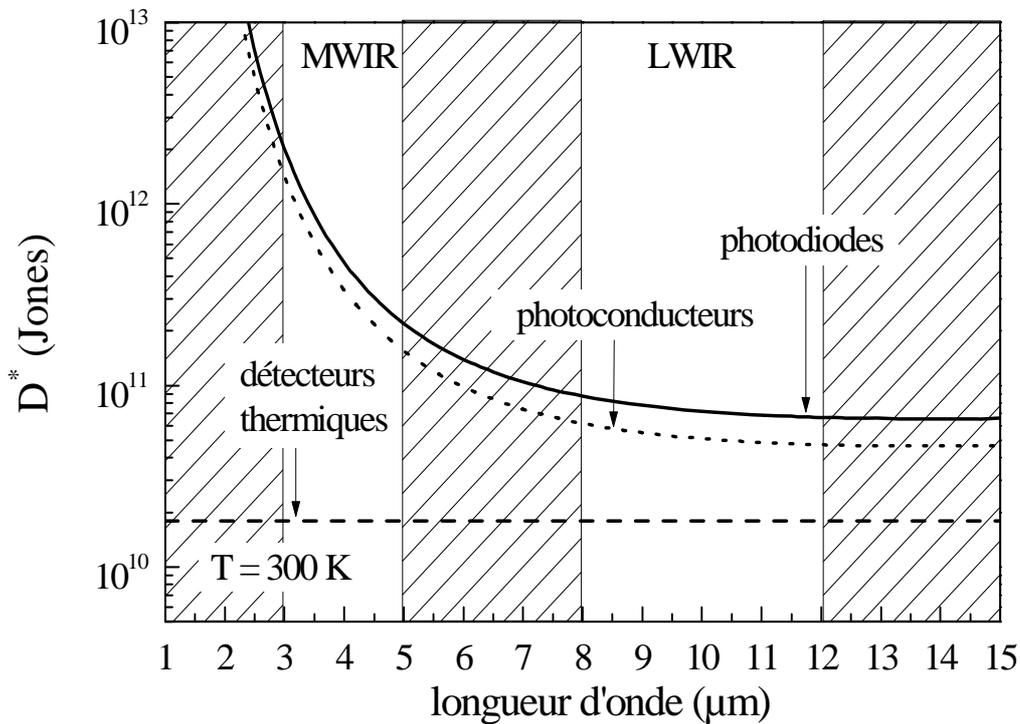


FIGURE 1.7. détectivité théorique limite en régime BLIP pour différents types de détecteurs infrarouges (PV, PC, thermique) dans un environnement à 300K et avec un champ de vision de 2π stéradians.

Ces détectivités limites D^*_{BLIP} constituent pour les détecteurs la performance ultime à atteindre, dans certaines conditions d'utilisation. À titre de comparaison, la détectivité limite d'un détecteur thermique, dans les mêmes conditions de mesure, a été ajoutée.

Celle-ci se calcule grâce à la relation suivante, indépendante de la longueur d'onde où σ est la constante de Stefan:

$$D_{\text{BLIP}} = \frac{1}{4\sqrt{k\sigma T^5}} \quad (1.11.)$$

Un détecteur, même parfait, est donc limité par son environnement. On peut remarquer que les performances limites des détecteurs quantiques et thermiques sont très proches dans la gamme du LWIR. Les caméras thermiques à microbolomètres non refroidies atteindront sans doute un jour ces performances seuils et concurrenceront alors très sérieusement les caméras photoniques dans cette gamme. Par contre, dans le domaine du MWIR, la technologie quantique est beaucoup plus avantageuse avec des détectivités BLIP qui sont une à deux décades plus élevées que celle du détecteur thermique idéal. Ces derniers souffrent dans le domaine spectral 3-5 μm du nombre peu important de photons, ce qui diminue bien entendu leur sensibilité. Toutes ces considérations font qu'il est avantageux de développer des photodétecteurs rapides et performants dans la gamme du MWIR.

La Figure 1.8 illustre les performances d'un détecteur, à une longueur d'onde du MWIR (4.5 μm) et une température de scène de 300 K, pour différents rendements et en fonction de son R_0A . Le but étant de se rapprocher au maximum du régime BLIP, on peut voir qu'il est nécessaire pour cela d'avoir un composant bénéficiant évidemment d'un très bon rendement quantique externe, mais aussi d'un R_0A élevé, au moins égal dans cet exemple à 100 Ωcm^2 .

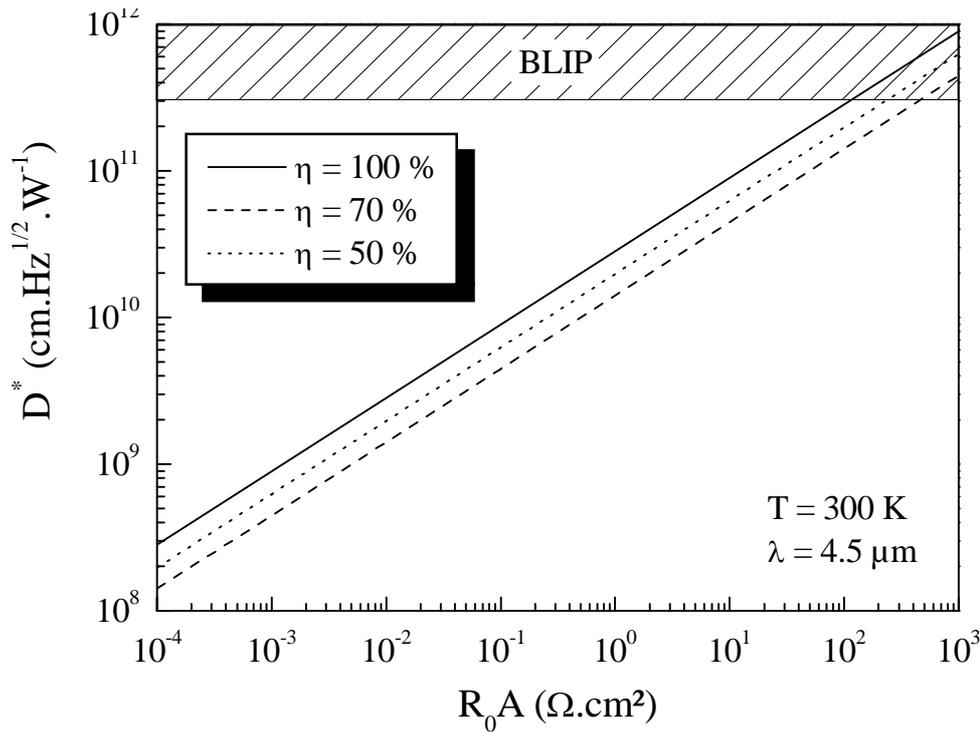


FIGURE 1.8. *défectivité d'une photodiode fonctionnant dans le domaine MWIR en fonction du produit R_0A pour une température de fond de 300 K et pour trois rendements quantiques (50, 70 et 100%).*

1.4 Les performances actuelles des détecteurs et des matrices de détecteurs

Les critères choisis pour comparer et évaluer les performances des différentes technologies de composants thermiques et quantiques sont d'une part les détectivités spécifiques à 77 et 300 K, et d'autre part, la résolution thermique au travers du NETD. Nous présentons dans ce paragraphe l'état de l'art des deux technologies pour ensuite les comparer afin d'analyser les forces et les faiblesses de chacun de ces systèmes d'imagerie infrarouge.

1.4.a) Les détecteurs thermiques

Il existe actuellement sur le marché, une large gamme de systèmes de thermographie infrarouge utilisant des détecteurs thermiques à base de microbolomètres. Un exemple de microbolomètre résistif est présenté Figure 1.9.

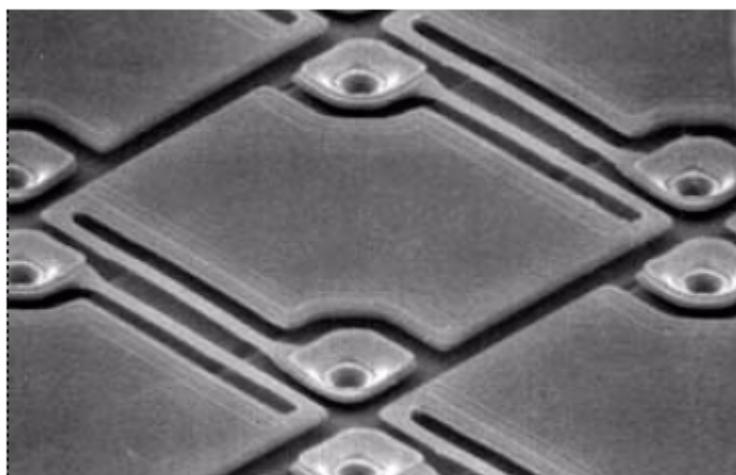


FIGURE 1.9. *photographie d'un microbolomètre de 45 x 45 µm.*

Ces microsystèmes ont connu un essor remarquable, parallèlement à celui qu'ont connu les MEMS et les technologies de la micro-électronique. Il existe à présent, dans la filière "oxyde de vanadium", des matrices à plans focaux de 640 x 480 pixels, atteignant un NETD inférieur à 100 mK pour une aire de détecteur de 25 x 25 µm et une optique en $f/1^1$ dans la gamme LWIR. Les caméras utilisant ces capteurs sont de faible encombrement puisque non refroidies, la matrice étant uniquement stabilisée en température par un module Peltier simple étage. De ce fait, ces caractéristiques sont d'un grand intérêt pour les applications de surveillance, de surveillance industrielle, et de lutte contre les incendies par exemple. Nous avons vu que, comparée aux détecteurs quantiques, la détectivité limite d'un détecteur thermique est environ 100 fois plus faible à 3 µm que celle d'un détecteur photovoltaïque dans les mêmes conditions de mesure (Figure 1.7) alors que dans la gamme 8-12 µm, les performances limites des deux technologies sont très proches. Tout ceci explique pourquoi les caméras thermiques occupent une large place dans l'offre commerciale

1. www.baesystems.com

de la radiométrie LWIR. Cependant ces systèmes électro-mécaniques qui nécessitent une importante isolation thermique, présentent une grande fragilité en cas de forte puissance d'éclairement et sont caractérisés par des temps de réponse élevés (de l'ordre de 10^{-4} s). Ceux-ci sont suffisants pour des applications vidéos standard à poste fixe, mais inadaptés pour des procédés de caractérisation rapide (échauffement d'un frein à disque par exemple), ainsi que certaines applications militaires ou professionnelles haut de gamme. Pour toutes ces raisons, les détecteurs quantiques à base de semiconducteurs occupent toujours une place de choix pour les applications nécessitant une détectivité élevée et/ou des temps de réponse très faibles.

1.4.b) Les détecteurs quantiques

La Figure 1.10 présente les performances en terme de détectivité des principaux détecteurs de photons refroidis (77 K) ou non refroidis (300 K). L'un des matériaux les plus utilisés est le $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (MCT). Ce composé II-VI, déposé sur substrat CdTe, a la particularité d'avoir un paramètre de maille quasi-constant quelque soit sa teneur en mercure.

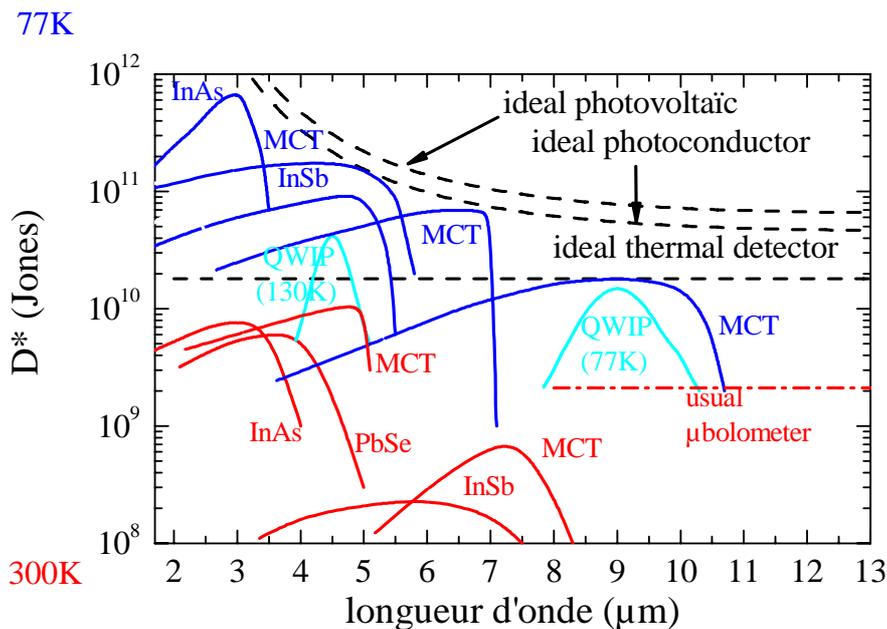


FIGURE 1.10. performance des principaux détecteurs à 77 K et 300 K.

L'énergie de bande interdite varie continûment entre 0 (semi-métal lorsque $x < 15\%$) et 1.6 eV (CdTe) à 77 K, permettant de couvrir une large gamme de longueurs d'onde à partir d'une seule et même filière technologique. En particulier, les deux fenêtres principales de transmission de l'atmosphère (3-5 μm et 8-12 μm) sont couvertes et des systèmes multispectraux en mode de fonctionnement photodiode sont donc envisageables (Figure 1.11).

Les performances du MCT sont très bonnes à basse température (Figure 1.10), atteignant pratiquement les détectivités limites dans la gamme du MWIR mais sont en général une décade plus faible à température ambiante ($D^* = 1.10^{10}$ Jones).

Les matrices fabriquées de nos jours et commercialement disponibles, atteignent des dimensions de 320 x 256 pixels aux pas de 30 μm avec des NETD de 25 mK (à 200 Hz) à 77 K¹ dans le LWIR, et de 640 x 512 pixels aux pas de 20 μm avec des NETD de 17 mK (à 100 Hz) à 110 K¹ dans le MWIR.

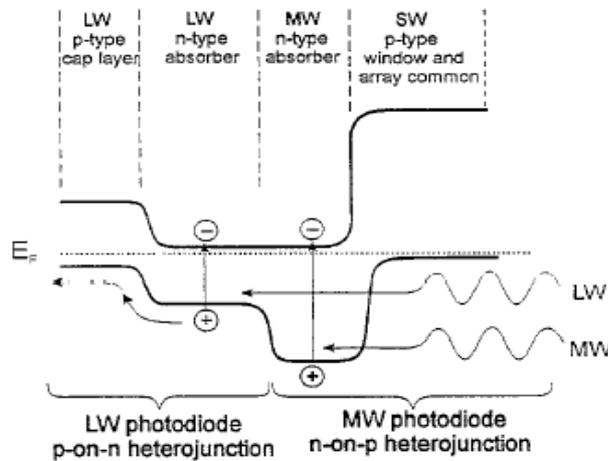


FIGURE 1.11. *principe de fonctionnement d'une photodiode MCT multispectrale MWIR/LWIR composée d'une double jonction p-n sélective en longueur d'onde.*

Cependant deux facteurs importants s'opposent au développement de cette filière pour des applications plus usuelles. Tout d'abord l'effet Auger, qui par recombinaison non-radiative réduit la durée de vie des photoporteurs. Ce mécanisme intrinsèque au matériau est thermiquement activé et devient non négligeable à des

1. www.sofradir.com

températures non-cryogéniques, détériorant considérablement les performances du détecteur.

Le deuxième facteur limitant provient de la faiblesse de la liaison Hg-Te. Or la proportion de mercure est élevée pour les détecteurs fonctionnant autour de 10 μm , rendant l'alliage instable et peu uniforme, propriété pourtant indispensable pour la fabrication de matrices de grande taille et de grande densité. Cependant, la généralisation de la croissance par épitaxie par jets moléculaires (EJM) de tels matériaux permet d'espérer limiter l'impact de ce phénomène, comme en témoigne la récente réalisation par le LETI [Destefanis 2003], sous forme de prototype, de matrices "méga-pixels" (1024x1024 pixels) aux pas de 15 μm opérant dans la gamme du MWIR. L'autre matériau, qui a été après la deuxième guerre mondiale l'un des premiers à être utilisé comme capteur IR, est l'InSb. Ce matériau III-V présente une technologie de fabrication de matrices très bien maîtrisée, une longueur d'onde de coupure à 5.4 μm et des performances BLIP à 77 K. Par contre, les performances à température ambiante sont très médiocres avec des détectivités trois décades plus faibles qu'à 77 K et surtout deux décades plus faibles que son concurrent direct le MCT non refroidi. Les caméras IR à base d'InSb sont donc obligatoirement refroidies, ce qui génère des problèmes de poids, d'encombrement et une mise en route non immédiate, mais aussi et surtout des coûts de maintenance et de fiabilité en raison de la durée de vie de ces machines à froid (autour de 5 000 heures).

Pour essayer de pallier à cet inconvénient majeur du fonctionnement refroidi, ou tout du moins essayer d'atteindre le domaine non-cryogénique à 200 K, il a été proposé de remplacer l'InSb par de l'InAsSb sur substrat GaSb [Rogalski 1989, Rakovska 2000, Marre 2003]. Ce ternaire présente plusieurs avantages. Notamment, l'accord de maille sur GaSb est obtenu pour une concentration en Sb de l'ordre de 10%, ce qui augmente la largeur de bande interdite donc diminue la longueur d'onde de coupure juste en dessous de 5 μm . Par comparaison, la longueur d'onde de coupure de l'InSb se trouve au moins égal à 5.4 μm dans une zone de forte absorption de l'atmosphère, ce qui rend inutilisable une partie du spectre détecté. Par ailleurs, on peut remarquer sur la Figure 1.10 que globalement le besoin en refroidissement diminue et que les performances du détecteur augmentent lorsque la longueur d'onde de coupure diminue. De ce fait, le matériau InAsSb permet d'espérer un fonctionnement à perfor-

mances égales à des températures plus élevées que les températures d'utilisation des caméras InSb standard.

Nous avons fabriqué par EJM, au laboratoire, des photodiodes originales à zone d'absorption d' $\text{InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ et jonction p-n d' AlGaAsSb séparées (SAJ), totalement accordées sur substrat GaSb [Aït-Kaci 2005]. Des mesures de réponses spectrales réalisées sur ces structures à température ambiante ont montré une longueur d'onde de coupure à $4.6 \mu\text{m}$ et une sensibilité de 0.5 A/W à une longueur d'onde de $3.5 \mu\text{m}$ (Figure 1.12).

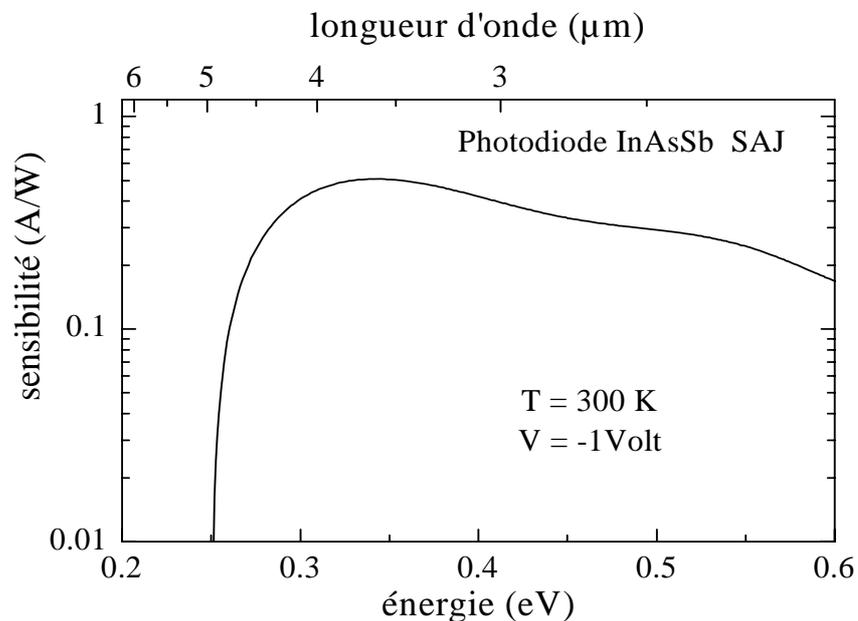


FIGURE 1.12. sensibilité d'une photodiode InAsSb à jonction séparée (300 K et -1 Volts)

Les caractéristiques courant-tension de diodes InAsSb donnent des valeurs de R_0A comprises entre 1 et $3 \Omega\text{cm}^2$. La détectivité spécifique calculée à $3.5 \mu\text{m}$ et pour une polarisation en inverse de -1 V est de l'ordre de 1.10^9 Jones.

Ce résultat confirme toutes les potentialités des photodétecteurs de la filière antimoine pour un fonctionnement haute performance non-cryogénique dans le domaine spectral du MWIR [Piotrowski 2004].

Enfin, une autre filière est apparue au début des années 1990: il s'agit des matrices de détecteurs à base de multipuits quantiques GaAs/AlGaAs (ou QWIPs pour Quantum Well Infrared Photodetectors). Ces composants fonctionnent en régime intrabande, c'est-à-dire qu'un seul type de photoporteur (généralement les électrons) est généré, l'absorption s'effectuant entre deux niveaux d'énergie confinés dans le puits ou entre un niveau et le continuum (Figure 1.13). La longueur d'onde d'absorption est fixée par la largeur des puits quantiques de GaAs, et par la hauteur des barrières d'AlGaAs. Ces structures peuvent donc absorber aussi bien dans le domaine spectral du LWIR ou du MWIR, à condition pour le second cas que les puits quantiques soient assez profonds (au moins un puits de potentiel de 500 meV).

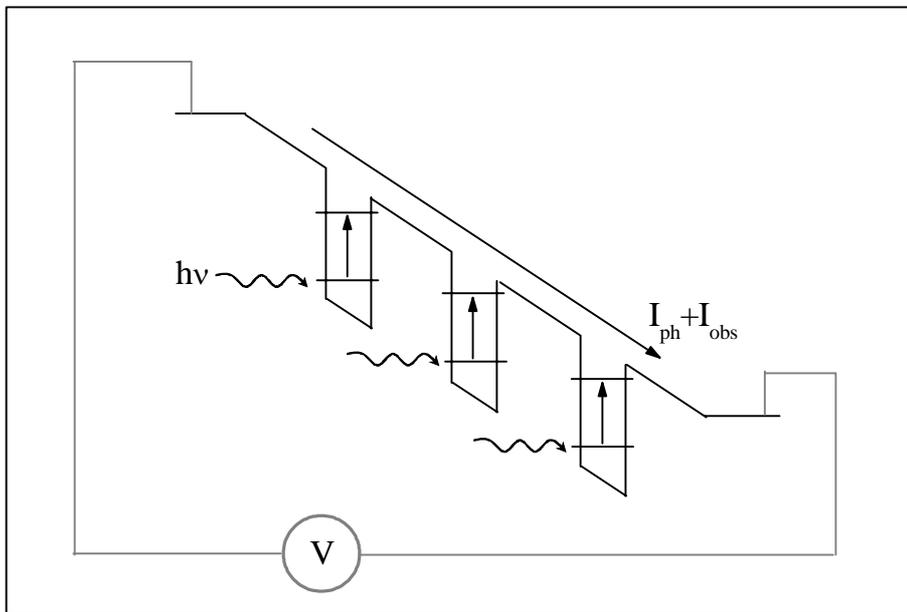


FIGURE 1.13. *principe de fonctionnement d'un photodétecteur à puits quantiques QWIP.*

Pour le LWIR, on utilise des puits quantiques GaAs/AlGaAs; tandis que pour le domaine spectral du MWIR, est utilisée l'hétérostructure InGaAs/AlGaAs. Les puits sont dopés afin d'assurer un remplissage suffisant du niveau bas et les photoporteurs sont collectés par l'intermédiaire d'un champ électrique appliqué aux bornes du photoconducteur ainsi réalisé. Cependant, du fait des règles de sélection des transitions optiques permises dans ce système quantique, l'absorption ne peut s'effectuer en incidence normale. Ce problème est résolu par le dépôt en face arrière du détecteur d'un réseau de diffraction; ainsi le flux IR incident traverse la structure, est diffracté sur l'arrière du composant, puis est absorbé.

Les QWIPs profitent de la maturité de la croissance et de technologie de la filière GaAs et bénéficient, de fait, d'une homogénéité spatiale et donc de performances exemplaires. D'autre part, les substrats sont disponibles en grande taille (jusqu'à un diamètre de 4 pouces) et présentent une bonne transparence entre 1 et 20 μm , permettant la fabrication de matrices dont l'illumination se fait par la face arrière. Dans ce cas, le réseau de diffraction est disposé face avant ce qui facilite les procédés d'hybridation sur le circuit de lecture. Enfin, les QWIPs peuvent être couplés directement sur la même puce au circuit de lecture, ou bien être épitaxiés directement sur Silicium.

La flexibilité de ce système de matériaux a permis d'élaborer des détecteurs multispectraux, avec un empilement de QWIPs à des longueurs d'onde différentes [Bandara 2003], ainsi que des structures couplant le détecteur à une diode électroluminescente (LED) émettant dans le proche infrarouge [Liu 1995]. Les photoporteurs sont injectés dans la LED, agissant ainsi comme un convertisseur de flux MWIR, LWIR en flux NIR, ou bien comme un détecteur à signal de sortie optique pouvant être interprété au moyen d'une caméra CCD classique. Pour toutes ces raisons, les QWIPs sont devenus très rapidement des candidats sérieux face au MCT. Cependant, ces détecteurs ne fonctionnent de nos jours qu'à des températures cryogéniques en raison d'un fort courant d'obscurité thermiquement activé provenant de la nature unipolaire de la structure ainsi que du dopage des couches. De plus, des problèmes de couplage de la lumière avec la zone d'absorption persistent, notamment dans le cas de pixels de petite taille. De très bons résultats ont été obtenus ces dernières années par les laboratoires leaders dans la fabrication de photodétecteurs à QWIPs GaAs comme Thales [Costard 2003], le Fraunhofer Institute [Schneider 2001], ainsi que le Jet Propulsion Laboratory qui a récemment présenté des matrices de 1024 x 1024 pixels, avec un NETD de 13 mK à 70 K et une longueur d'onde de coupure de 8.8 μm [Gunapala 2005]. La même équipe décrit également une matrice de 1024 x 1024 pixels, avec un NETD de 17 mK à 95 K et une longueur d'onde de coupure de 5.1 μm [Gunapala 2005].

1.4.c) Comparaison des différentes filières

Nous allons comparer les performances des différentes filières présentées aux paragraphes précédents et vérifier si l'une d'entre elles peut satisfaire aux critères de ce que l'on appelle la troisième génération de détecteurs infrarouges pour imagerie.

La prochaine génération de détecteurs doit satisfaire au cahier des charges suivant [Sarusi 2003]:

- haute sensibilité, c'est-à-dire des détectivités élevées correspondant à des rendements quantiques élevés et à de très faibles courants d'obscurité,
- haute résolution avec de larges matrices de plans focaux disposant au moins de 640 x 480 pixels et une distribution de pixels la plus homogène possible,
- détection multispectrale MWIR/LWIR,
- haute température de fonctionnement, c'est-à-dire des températures non cryogéniques ($T > 200$ K) pour réduire le poids et l'encombrement mais aussi les coûts liés à la maintenance et à la durée de vie du système optronique.

Le Tableau 1.1 résume les caractéristiques de chacune des filières suivant les critères de la troisième génération de détecteurs. Ainsi, les microbolomètres, avec leur fonctionnement à température ambiante et leur coût raisonnable, se positionnent clairement comme filière de référence pour les applications ne nécessitant pas de détectivité élevée, ni d'un temps de réponse très faible. Les applications haute résolution, haute sensibilité et à temps de réponse faible ont pour leur part le choix entre les diverses filières de détecteurs quantiques. Restent cependant toutes les utilisations intermédiaires, pour lesquelles aucune de ces technologies n'est vraiment adaptée. Les unes sont peu sensibles et peu rapides, les autres sont obligatoirement refroidies à basse température, ce qui pose des problèmes, comme nous l'avons déjà dit, de maintenance, de prix et de fiabilité dans le temps.

	Micro bolomètres	MCT	InSb	QWIP
Délectivité élevée	NON	OUI	OUI	OUI
Homogénéité des pixels	OUI	NON	OUI	OUI
Fonctionnement non-cryogénique	OUI	NON	NON	NON
Possibilité de détection multi-spectrale	NON	OUI	NON	OUI

TABLEAU 1.1. *comparaison des différentes filières de détecteurs.*

Outre le développement de chacune d'elles dans leurs gammes d'applications respectives, il est donc nécessaire de mettre au point une filière de détecteurs alternative, capable de satisfaire aux critères énoncés précédemment.

1.4.d) Les filières émergentes

Plusieurs systèmes sont d'ores et déjà étudiés dans ce que nous appellerons les filières émergentes.

Une alternative intéressante aux QWIPs est actuellement en cours de développement, il s'agit des photodétecteurs à boîtes quantiques qui sont des nanostructures à confinement ultime puisque les porteurs sont confinés dans les trois directions de l'espace. Comme pour les QWIPs, la détection infrarouge par les dispositifs QDIPs (pour Quantum Dot Infrared Photodetectors) est la signature de l'absorption de photons qui engendre des transitions énergétiques intrabandes au sein de la bande de conduction. Les photoporteurs sont collectés grâce à l'application d'une tension de polarisation. Les QDIPs présentent de nombreux avantages vis à vis des structures bidimensionnelles QWIPs [Ryzhii 1996, Ryzhii 2004]. Tout d'abord, la réduction du nombre de degrés de liberté des porteurs dans la boîte quantique engendre une réduction de la plage d'énergie où se distribue la densité d'états. Tous les états sont concentrés sur une énergie permise sous la forme d'un pic de Dirac et l'interaction

du rayonnement incident avec cet objet artificiel est donc intense. En proportion de la quantité de matière impliquée, l'absorption des photons par des boîtes est donc beaucoup plus importante que dans un puits quantique. Ensuite, le confinement tri-dimensionnel des porteurs change les règles de sélections optiques entre lumière et matière et autorise la détection de photons en incidence normale sans dispositif technologique supplémentaire. Enfin, les temps de relaxation entre états excités et niveau fondamental dans les boîtes quantiques sont plus longs que dans les puits, ce qui favorise la collecte des photoélectrons et donc la sensibilité pour des températures de fonctionnement plus élevées.

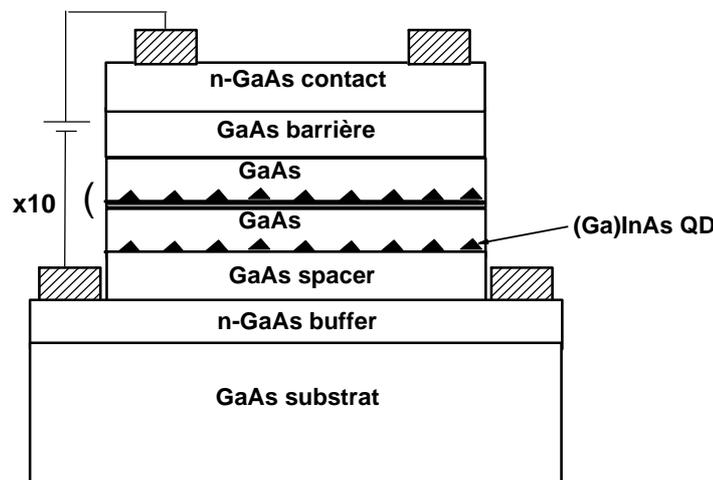


FIGURE 1.14. exemple de dispositif QDIPs à boîtes quantiques (Ga)InAs/GaAs.

Des photodétecteurs QDIPs, à base de boîtes de (Ga)InAs confinées dans une matrice de GaAs (Figure 1.14), ont récemment atteint des températures de fonctionnement de 260 K [Jiang 2003], présenté des détectivités élevées [Kim 2004] et une détection multispectrale MWIR/LWIR [Chakrabarti 2004]. Néanmoins, pour atteindre ces très bonnes performances, il est nécessaire d'empiler plusieurs couches de boîtes afin d'avoir une absorption suffisante, ce qui implique une maîtrise aiguë de la fabrication suivant des critères d'homogénéité de taille et de densité des îlots quantiques.

Un nouveau concept de composant qui profite de l'émergence des dispositifs émetteurs lasers à cascade quantique: les détecteurs à cascade quantique (QCD pour Quantum Cascade Detector). Ce dispositif permet de supprimer l'une des limitations

majeures du QWIP, à savoir un fort courant d'obscurité. Pour cela, un fonctionnement en mode photovoltaïque est adopté, c'est-à-dire sans polarisation du composant. Pour générer le photocourant, donc le déplacement des charges à travers la structure, il faut concevoir puis fabriquer une structure quantique sophistiquée. Cette structure périodique, composée de multipuits quantiques couplés, permet l'écoulement des porteurs d'une période à une autre, d'où le terme de cascade.

Le principe de fonctionnement du détecteur QCD à puits de GaAs et barrières d'AlGaAs [Gendron 2005] est décrit Figure 1.15¹.

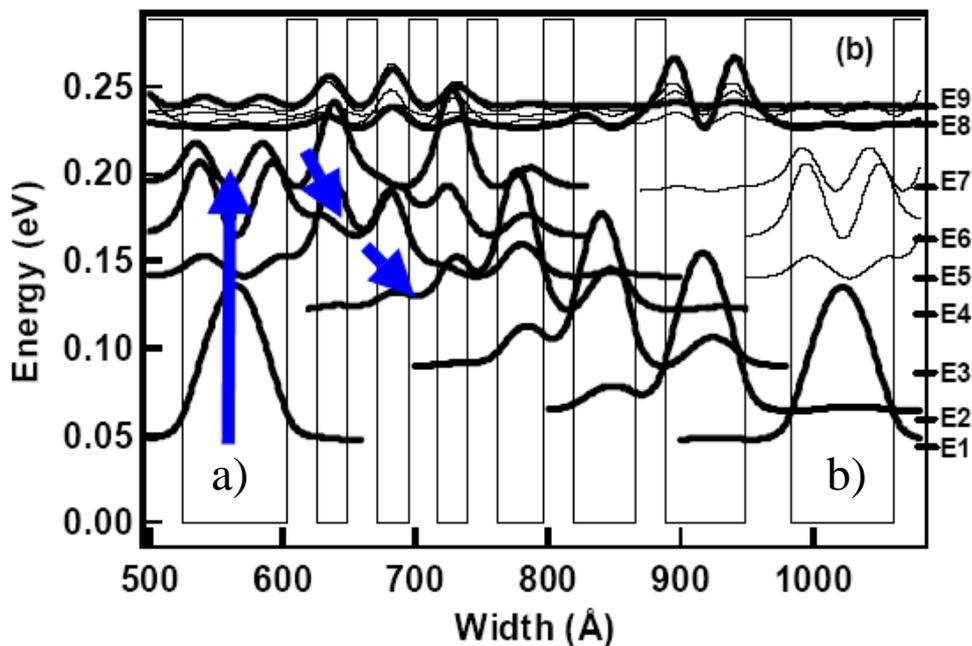


FIGURE 1.15. *détecteur QCD GaAs/AlGaAs: profil de potentiel de la bande de conduction et fonctions d'ondes d'après V. Berger.*

Le premier puits quantique (a) est assez large pour contenir plusieurs niveaux de confinements et permettre le démarrage de la fontaine quantique par transitions intersousbandes. Ce puits est dopé pour assurer la présence d'électrons sur le niveau fondamental. Lorsqu'un photon IR est absorbé, l'électron effectue la transition optique du niveau fondamental vers le niveau excité. Ensuite, les puits dans la partie "transfert de charge" étant couplés, avec délocalisation des densités de probabilités de présence dans le puits immédiatement voisin, le porteur peut relaxer de proche en

1. French Patent N°2.827.709, 20 juillet 2001

proche tout en se déplaçant, et atteindre le puits final (b). L'absorption d'un photon IR a engendré un déplacement d'électron, donc une différence de potentiel mesurable sans application d'un champ électrique. Le dernier puits (b) dans lequel arrive l'électron est identique au premier (a). On peut alors répéter le motif plusieurs fois et augmenter ainsi la différence de potentiel créée. Les tous premiers résultats obtenus à très basse température (50 K) sur des structures QCD composées de 40 périodes de sept puits couplés ont mis en évidence des performances très encourageantes et des détectivités comparables à celles des QWIPs dans la gamme du LWIR.

Les deux types de structures détectrices innovantes que nous venons de décrire ont en commun un fonctionnement par transitions intersousbandes de conduction et des matériaux de la filière GaAs. Compte tenu de la hauteur des barrières de potentiel, ces matériaux sont plutôt adaptés à la détection LWIR. Pour atteindre plus facilement des longueurs d'ondes MWIR, donc plus courtes, il faut d'autres hétérostructures présentant des puits de potentiel plus profonds issus des filières InP ou GaSb. Pour les dispositifs QDIPs on peut citer des boîtes quantiques InAs/InAlAs sur InP [Fossard 2004] ou bien InSb/AlGaSb sur substrat GaSb [Alphandery 1999]. Pour les dispositifs détecteurs à cascade quantique, on peut envisager l'utilisation de la filière des antimoniures comme pour le laser cascade unipolaire InAs/AlSb sur substrat InAs [Teissier 2004] ou bien le cascade bipolaire à transition interbande de type II utilisant le système InAs/Ga(In)Sb sur substrat GaSb. Dans ce dernier cas, il s'agit de photodétecteurs ICD (pour Interband Cascade Detectors) dont le fonctionnement à température ambiante et en mode photovoltaïque a été très récemment rapporté [Li 2005].

Enfin, une autre structure quantique de la filière GaSb pourrait s'avérer être le bon candidat pour satisfaire aux critères de la troisième génération de photodétecteurs: la photodiode à superréseau InAs/Ga(In)Sb.

1.5 Le superréseau InAs/GaSb pour la photodétection

1.5.a) Présentation générale du superréseau GaSb/InAs

Les superréseaux InAs/(Ga,In)Sb ont été initialement proposés pour les applications infrarouges par Smith et Mailhiot en 1987 [Smith 1987], puis réalisés pour la première fois en 1990 par Chow et al. [Chow 1990]. Ce système a depuis été largement étudié, tant sur le plan de la croissance [Chow 1990, Mohseni 1997, Kaspi 1999], que sur le plan théorique [Dente 2002, Wei 2004, Szmulowicz 2004], et les premières matrices de détecteurs pour imagerie infrarouge ont fait leur apparition [Walther 2005]. Le principe de l'absorption de photons dans un superréseau est présenté Figure 1.16.

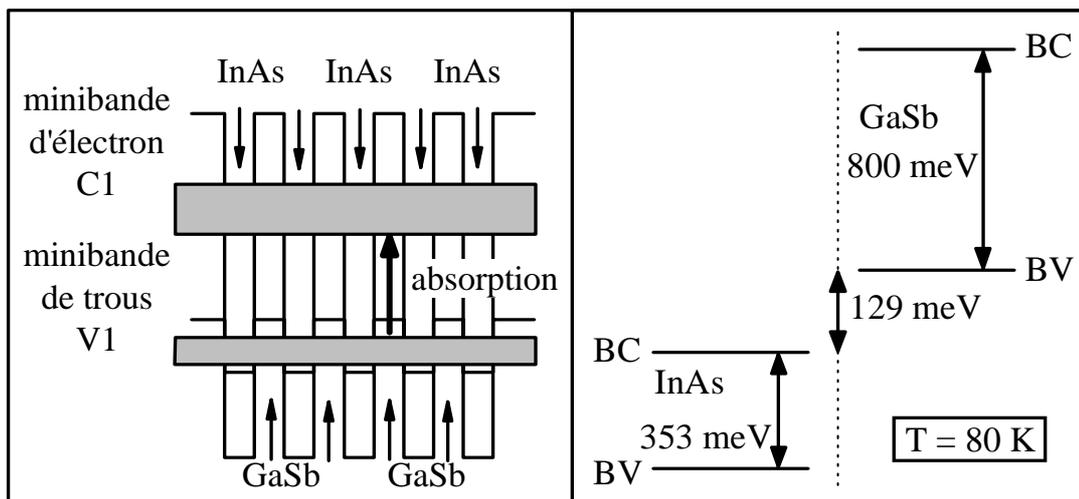


FIGURE 1.16. *absorption interminibande dans un superréseau (à gauche), et alignement de type III des bandes d'énergies de GaSb et d'InAs (à droite).*

Le superréseau (SR) est une structure quantique composée de multipuits quantiques couplés. Alors que dans un puits quantique le mouvement des électrons est bidimensionnel (les porteurs sont liés suivant l'axe de croissance sur des niveaux d'énergies quantifiées), dans le SR, le mouvement des électrons est tridimensionnel car il y a couplage entre les puits et passage d'un puits quantique à l'autre par effet tunnel. Dans ce cas, les électrons sont confinés dans des minibandes d'énergie en raison de la dégénérescence des niveaux d'énergies quantifiées de tous les puits quantiques. Les transitions optiques s'effectuent donc ici non pas entre deux continuum d'énergie, comme dans le cas d'un matériau massif, ni entre deux niveaux discrets, comme

dans le cas d'un puits quantique simple, mais entre deux de ces minibandes (Figure 1.16).

L'intérêt suscité par ce SR de la filière GaSb provient essentiellement de l'alignement inhabituel des bandes d'énergie des matériaux qui le composent; en effet, le haut de la bande de valence de l'InAs se trouve en-dessous du bas de la bande de conduction du (Ga,In)Sb, et l'alignement est donc de type II "désaligné" ou type III. Dans le cas du superréseau GaSb/InAs, cette différence d'énergie s'élève à 185 meV à 300 K.

Du fait de cet alignement particulier, le superréseau peut avoir un gap inférieur à celui de chacun de ses constituants et peut même devenir semi-métallique. L'énergie de transition inter-minibande fondamentale C_1V_1 , entre la minibande de conduction C_1 et celle de valence V_1 , est alors entièrement contrôlée par l'épaisseur de chaque binaire et peut ainsi être ajustée à n'importe quelle longueur d'onde supérieure à 3 μm . La Figure 1.17 montre cette évolution dans le cas d'un SR symétrique GaSb (N)/InAs (N), où N est le nombre de monocouches atomiques (MC).

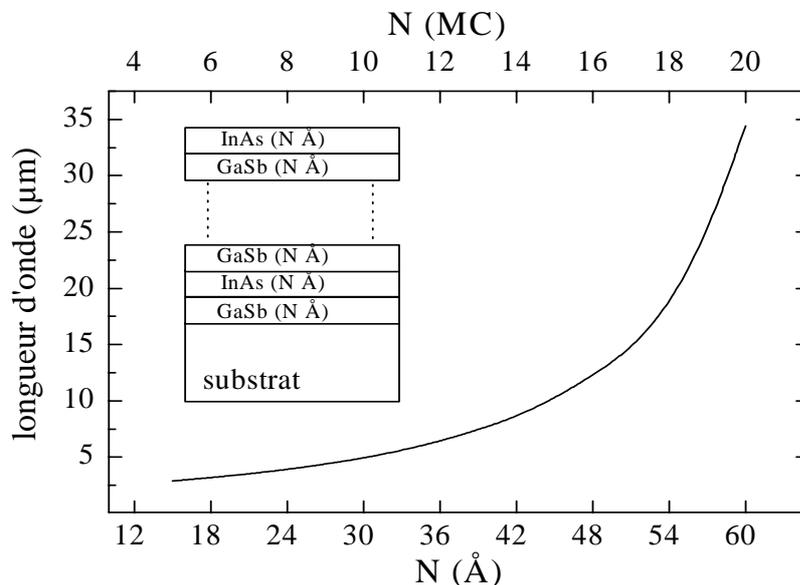


FIGURE 1.17. SR GaSb/InAs: dépendance de l'énergie de transition fondamentale avec l'épaisseur.

Avec le même système quantique on peut donc facilement absorber des photons aussi bien dans le MWIR que dans le LWIR ou au-delà. Le SR InAs/GaSb est donc un système de choix pour la détection multispectrale.

Cependant, les électrons étant plutôt confinés dans InAs et les trous plutôt dans GaSb, il est évident qu'augmenter les épaisseurs (c'est-à-dire augmenter la longueur d'onde) diminue le recouvrement entre les fonctions d'onde des trous et des électrons, ce qui diminue d'autant la probabilité d'absorption. L'ajout d'Indium dans la couche de GaSb permet d'atténuer fortement ce problème [Smith 1987, Youngdale 1994]. De plus, les épaisseurs peuvent être choisies de manière à réduire significativement les recombinaisons Auger, en prenant garde de n'avoir aucune résonance entre la transition fondamentale et les différentes transitions entre minibandes de valence [Youngdale 1994, Grein 1992].

À ce propos, il faut aussi rajouter qu'une particularité de ces structures quasi-bidimensionnelles est la violation de la conservation du moment dans la direction de l'axe de croissance, donnant lieu à une loi de variation du coefficient Auger avec la température en T^{-2} [Mohseni 1998]. Cette évolution est beaucoup moins importante que dans un matériau massif équivalent, où cette même variation est une exponentielle décroissante. Enfin, la masse effective des électrons dans ce type de superréseau (de l'ordre de 0,04 m_0) est relativement plus importante que dans le HgCdTe par exemple, réduisant fortement le courant tunnel bande-à-bande, tout en conservant une bonne mobilité ainsi qu'une bonne longueur de diffusion [Smith 1987].

Sous la forme d'une photodiode p-i-n, le composant SLIP InAs/GaSb (SLIP pour Super-Lattice Infrared Photodetector) présente plusieurs avantages par rapport aux autres filières de photodétecteurs bien établies. Outre la grande flexibilité du système pour le choix de la longueur d'onde d'absorption, le SLIP à base de GaSb présente peu d'effet Auger, qui peut de surcroît être maîtrisé par ingénierie de la structure de bande. C'est donc un important avantage vis à vis des détecteurs MCT qui sont sujets à d'importants courants d'obscurité Auger à des températures non-cryogéniques. Ensuite, dans les SRs la photodétection est inter-minibande (Figure 1.17) et dans son fonctionnement en photodiode, le composant met en jeu des porteurs minoritaires. Il présente donc de faibles courants d'obscurité. C'est donc un important avantage vis à vis des QWIPs GaAs, qui sont des photodétecteurs

à porteurs majoritaires avec une nécessité de fonctionnement à basse température pour réduire au maximum le fort courant d'obscurité qui dégrade les performances.

1.5.b) Performances significatives des SLIP GaSb/InAs pour la photodétection

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats les plus récents et les plus significatifs concernant les performances du dispositif SLIP à SR InAs/GaSb. Ces résultats sont rapportés pour les deux gammes spectrales MWIR et LWIR, auxquelles nous avons rajouté les résultats obtenus au-delà de 12 μm .

Dans la gamme 3-5 μm

M. Walther et al. du Fraunhofer Institute de Freiburg ont présenté récemment [Walther 2005], en collaboration avec AIM, une matrice de détecteurs à base de SR InAs/GaSb de 256 x 256 pixels avec une détectivité de l'ordre de 10^{13} Jones¹ et un NETD moyen inférieur à 12 mK à 77 K. Ces valeurs sont comparables à l'état de l'art pour HgCdTe. La structure quantique du pixel détecteur élaboré sur substrat GaSb se compose d'une couche de contact inférieur GaSb type p de 500 nm, 90 périodes de SR InAs/GaSb (9 MLs /10 MLs) dopé p, 60 périodes de SR non intentionnellement dopé et enfin 40 périodes de SR dont l'InAs est dopé n. Ce résultat est à notre connaissance le plus abouti à ce jour.

Dans la gamme 8-12 μm

H. Mohseni et al. du Center for Quantum Device ont rapporté en 2001 [Mohseni 2001] une détectivité calculée de $1,2 \cdot 10^8$ Jones à 300 K avec une longueur d'onde de cou-

1. Il s'agit ici de détectivités spécifiques calculées, ce qui explique que l'on puisse avoir des valeurs supérieures à la détectivité BLIP, ou ne correspondant pas à la valeur du NETD, qui lui, est mesuré.

pure de 8 μm . Le temps de réponse mesuré du détecteur est d'environ 100 ns. Le substrat est du GaAs semi-isolant, les périodes sont composées de 48 Å d'InAs et de 30 Å de GaSb. Le SR est inséré entre 1 μm de GaSb p et 10 nm d'InAs n. Les résultats obtenus par cette équipe à 80 K sont décrits dans [Mohseni 1997] et font état d'une détectivité calculée de $1,33 \cdot 10^9$ Jones, pour une structure symétrique sur substrat GaAs comprenant 48 Å d'InAs et 48 Å de GaSb par période.

F. Fuchs et al. du Fraunhofer Institute de Freiburg ont pour leur part présenté une photodiode ayant une détectivité calculée de 10^{12} Jones à 80 K pour une longueur d'onde de coupure de 8 μm [Fuchs 1997]. La structure est comparable à celle utilisée par cette équipe pour les détecteurs dans la gamme 3-5 μm , avec cependant un ajout d'Indium (20%) dans les couches de GaSb de manière à augmenter le recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous. Les épaisseurs respectives de GaInSb et d'InAs sont de 10 MC et 12 MC.

Au-delà de 12 μm

Y. Wei et al. du Center for Quantum Device ont rapporté une détectivité de 10^{10} Jones à 34 K à 15 μm et une polarisation inverse de -40 mV obtenue avec une photodiode dont la longueur d'onde de coupure est de 32 μm [Wei 2002]. La structure est composée d'un SR InAs/GaSb (16MC / 4MC) et comprend successivement 0,5 μm de SR dopé p, 2 μm de SR non intentionnellement dopé, et enfin 0,5 μm de SR dopé n. Une structure semblable composée de SR GaSb/InAs (7 MC / 17 MC) a aussi été présentée par cette équipe et a donné une détectivité calculée de $4,5 \cdot 10^{10}$ Jones à 80 K avec une polarisation inverse de -110 mV à 15 μm [Wei 2002bis].

Une photodiode de 21 μm de longueur d'onde de coupure présentant une détectivité calculée de $3 \cdot 10^9$ Jones à 40 K est décrite par E.H. Aifer et al. du Naval Research Laboratory de Washington [Aifer 2003]. La période se compose de 19 MC de GaInSb (7% d'In) et 19 MC d'InAs. Les contacts sont assurés par une couche de GaSb p de 0,5 μm et une couche d'InAs n de 20 nm; le SR présente un profil de dopage p-i-n.

1.6 Conclusion du Chapitre 1

Après avoir rappelé des généralités et des définitions concernant la détection infrarouge, nous avons présenté dans ce chapitre les différentes filières technologiques actuellement utilisées pour l'imagerie. Celles-ci, malgré de bonnes performances, semblent peu à même de satisfaire le cahier des charges défini pour la prochaine génération de caméras, surtout en ce qui concerne le fonctionnement non refroidi des photodétecteurs. Ainsi, nous assistons à l'émergence de nouvelles filières pour la photodétection dans le moyen infrarouge. Parmi elles, la photodiode à superréseaux GaSb/InAs apparaît comme un candidat sérieux, dont les résultats très récents obtenus à 80 K sont extrêmement prometteurs. Ce système, intermédiaire entre les structures photodéetectrices à base de semiconducteurs massifs (InSb, MCT) et quantiques (QWIPs GaAs), possède théoriquement tous les atouts pour devenir un acteur majeur de l'imagerie infrarouge. Les principaux avantages concernent la flexibilité du système permettant une détection multispectrale, la maturité de la croissance épitaxiale des composés III-V et les possibilités de fonctionnement en régime photodiode.

~

Chapitre 2

~

Chapitre 2 - Croissance par EJM et propriétés de superréseaux GaSb/InAs

Avant de fabriquer une structure photodéetectrice complète puis de la caractériser, il a fallu mettre au point et maîtriser le procédé de croissance du SR par épitaxie par jets moléculaires (EJM). La croissance de SR, bien que largement étudiée par ailleurs, reste délicate à mettre en oeuvre du fait de la faible épaisseur et du nombre important des couches le constituant. Nous présentons à travers ce chapitre, les étapes suivies par notre équipe pour la mise au point de l'épitaxie du SR InAs/GaSb. Après une étude préliminaire théorique portant sur le choix de la structure (composition, périodicité, épaisseur des couches), l'objectif a été d'atteindre l'accord de maille du SR sur le substrat de GaSb afin de pouvoir réaliser des structures épaisses de bonne qualité.

2.1 Choix de la zone d'absorption

2.1.a) Modélisation des états électroniques dans le superréseau GaSb/InAs

Nous devons choisir une structure quantique sur substrat GaSb qui soit susceptible d'absorber des photons dans la gamme 3-5 μm (MWIR). Nous avons vu dans le chapitre précédent, qu'une zone active absorbante à base de SR InAs/GaSb présente les

potentialités pour satisfaire aux critères de la prochaine génération de photodétecteurs. Dans ces structures quantiques, l'absorption s'effectue entre les minibandes de trous et d'électrons et se trouve permise en incidence normale.

Il faut donc, dans un premier temps, calculer les états électroniques dans le SR afin de définir l'épaisseur de chacun des deux binaires constituant la période. Pour cela, un programme de calcul a été développé. Celui-ci résout numériquement l'équation de Schrödinger en tirant parti de la connaissance de la structure de bandes des matériaux massifs constituant les différentes couches du SR, dont les paramètres principaux (en contrainte sur GaSb) sont répertoriés dans le Tableau 2.1.

	InAs	InSb	GaSb
E_g 80 K (eV)	0,353	0,319	0,8
ΔE_V (eV)	0,482	-0,162	0
m_e/m_0	0,0183	0,0376	0,042
m_{hh}/m_0	0,263	0,244	0,222
m_{lh}/m_0	0,0247	0,0258	0,045
m_{SO}/m_0	0,0556	0,0109	0,075

TABLEAU 2.1. *paramètres en contrainte sur GaSb utilisés pour la simulation.*

Les niveaux d'énergie de confinement dans la structure périodique sont obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert dans l'approximation de la masse effective, elle-même basée sur le formalisme de la fonction enveloppe. Nous nous limiterons à une description de la structure de bande du SR en centre de zone ($k = 0$), dans un modèle à bandes découplées.

Cette approche a l'avantage d'être relativement simple à mettre en oeuvre et peu gourmande en ressources informatiques, en comparaison avec les formalismes prenant en compte les interactions entre les différentes bandes, ou bien les modèles dits atomistiques (simulant les énergies en résolvant les équations de Bloch pour chaque atome). Nous considérons généralement la perte de précision, par rapport à ces formalismes, comme négligeable, tout en étant conscient des limitations de notre modèle. Ceci dit, la précision de la modélisation est fortement dépendante de l'agencement des bandes de conduction et de valence entre les deux matériaux formant l'hétérostructure. Cet agencement est présenté Figure 2.1 pour un SR InAs/GaSb

symétrique (largeur des couches des deux binaires identiques) sur substrat GaSb à $T = 80$ K, en tenant compte des contraintes.

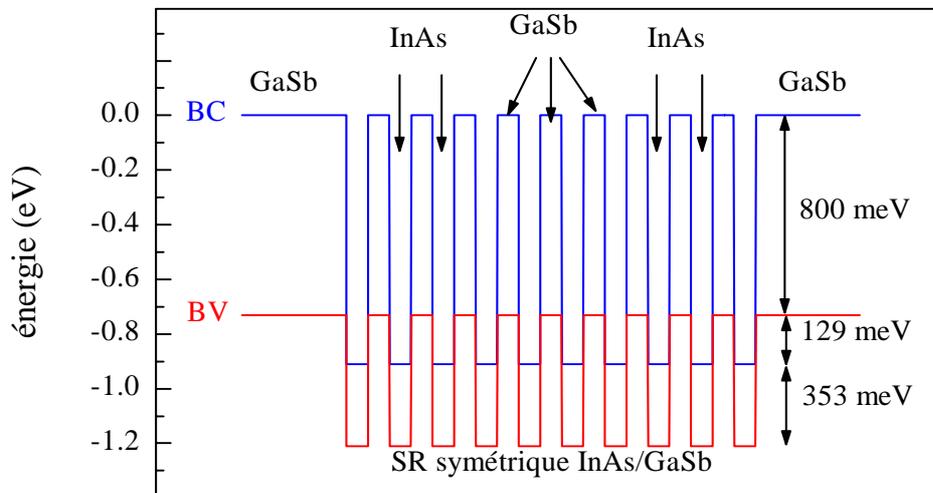


FIGURE 2.1. représentation schématique de la structure de bandes (en $k = 0$) d'un superréseau symétrique de type-III InAs/GaSb à $T = 80$ K. Les minima de bande de conduction et de valence sont formés respectivement par l'InAs et le GaSb.

Comme nous l'avons déjà dit, l'hétérostructure InAs/GaSb est très particulière puisque elle présente des potentiels de confinement de type-III. De ce fait, les transitions optiques électron-trou sont indépendantes des gaps des matériaux et ne sont fonction que de la largeur des différentes couches. Ainsi, la variation des transitions optiques avec la température est plus faible que dans les structures de type-I à transition directe, la température influant exclusivement sur la variation des potentiels de confinement.

Le SR est une structure quantique artificielle qui présente deux effets quantiques antagonistes. D'une part, le confinement des porteurs dans les puits de potentiel qui tend à localiser les fonctions d'onde et à augmenter les énergies; et d'autre part l'effet tunnel à travers les barrières de potentiel qui tend à délocaliser les fonctions d'onde, à abaisser les énergies et à former des minibandes. En faisant varier la périodicité de la structure, on peut rendre prépondérant le premier effet. C'est le régime multipuits quantiques où le découplage des puits est obtenu en augmentant suffisamment l'épaisseur de l'une des deux couches de la période. Cet effet est visible sur les Figure 2.2.a, b et c qui représentent le résultat du calcul des états électroniques dans un SR InAs/GaSb symétrique.

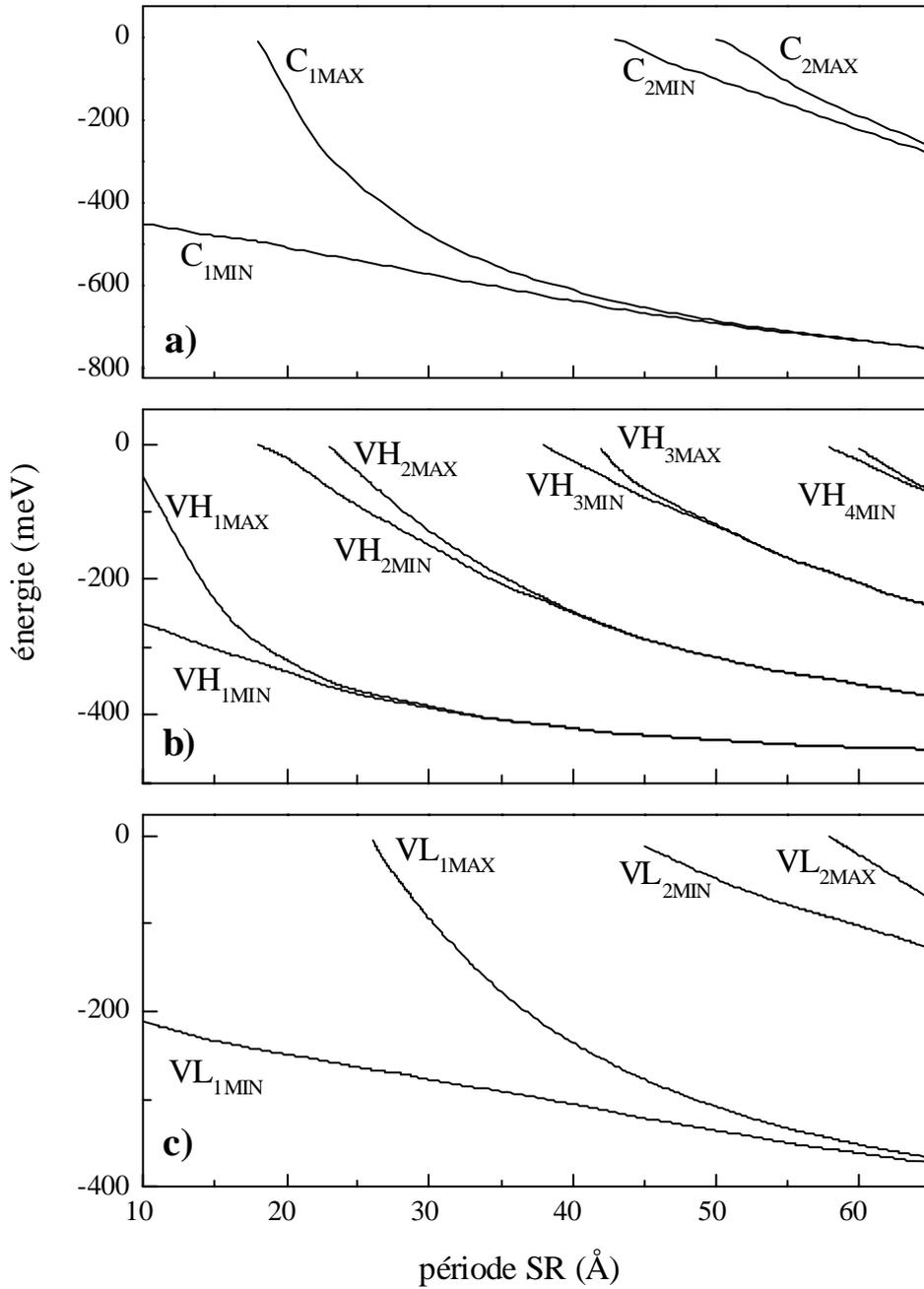


FIGURE 2.2. énergies de confinement associées aux bandes de conduction (a) et de valence trous lourds (b) et trous légers (c) en fonction de la demi-période d d'un SR symétrique $InAs(d) / GaSb(d)$.

Les niveaux d'énergies j relatifs à la bande de conduction sont notés C_j , ceux correspondants aux bandes de valence de trous lourds et de trous légers sont notés respectivement VH_j et VL_j .

A faible période, les puits sont fortement couplés et engendrent la formation d'une minibande d'énergie, comprenant autant de sous-niveaux que de périodes. En augmentant la largeur de la période, on atteint progressivement le régime multipuits

quantique et les niveaux d'énergie minimale et maximale convergent vers le niveau de confinement du simple puits. A partir des niveaux d'énergie et de la structure de bandes du SR, il est alors possible de déterminer les énergies de transitions optiques permises. Ces transitions interminibandes ont lieu entre sous-niveaux de même parité, présentant une force d'oscillateur $|\langle f_C | f_V \rangle|^2$ non nulle. Parmi elles, la transition associant les niveaux fondamentaux des deux minibandes est celle qui présente un recouvrement maximal. L'absorption de photons s'effectue donc à partir des minima des minibandes d'électrons C_1 et de trous lourds VH_1 .

En comparant les transitions C_1VH_1 calculées à 80K avec d'autres simulations plus précises et à des valeurs expérimentales reportées dans la littérature, il apparaît que ces résultats ne sont satisfaisants que pour des épaisseurs de couches supérieures à 50 Å environ. Ainsi, les énergies de transition fondamentale sont systématiquement surévaluées, d'autant plus que le calcul porte sur des périodes faibles. Les diverses études effectuées par différents groupes à ce sujet [Dente 2002, Wei 2004, Szmulowicz 2004], montrent qu'une rupture de symétrie aux interfaces, non prise en compte par notre modèle, est à l'origine de ce désaccord. Les moyens de contourner cela sont, soit d'utiliser un modèle atomistique [Dente 2002, Wei 2004], soit de considérer qu'il existe une perturbation à l'interface, que l'on peut décrire par une énergie potentielle rectangulaire localisée et très étroite [Szmulowicz 2004]. Nous avons choisi la deuxième solution, en fixant arbitrairement la largeur de l'énergie de perturbation V_p à 0.1 Å, la hauteur de celle-ci étant prise comme paramètre ajustable (Figure 2.3).

L'ajustement de V_p a été effectué par comparaison avec les résultats de G. Dente (SEPM). Nous avons comparé les transitions fondamentales pour trois périodes de SR: InAs(20 Å) / GaSb(20 Å); InAs(30 Å) / GaSb(30 Å) et InAs(45 Å) / GaSb(45 Å). L'évolution de l'énergie de transition fondamentale C_1VH_1 en fonction de l'énergie de perturbation est présentée Figure 2.4, et montre que l'accord avec les valeurs "atomistiques" est satisfaisant pour une énergie de perturbation de -10 eV. Le tracé complet des énergies de transition C_1VH_1 obtenu avec ces valeurs pour des SR symétriques GaSb(d) / InAs(d) est présenté Figure 2.5 et s'avère être en très bon accord avec les simulations par SEPM.

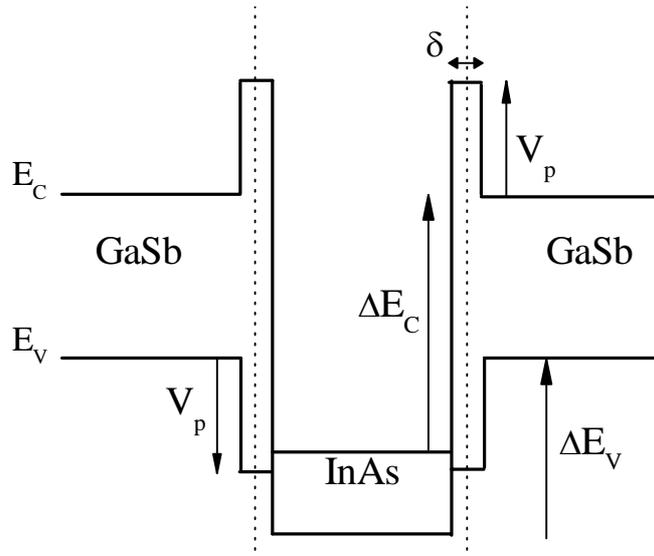


FIGURE 2.3. alignement des bandes d'énergie des binaires et positionnement de l'énergie potentielle de perturbation V_p aux interfaces.

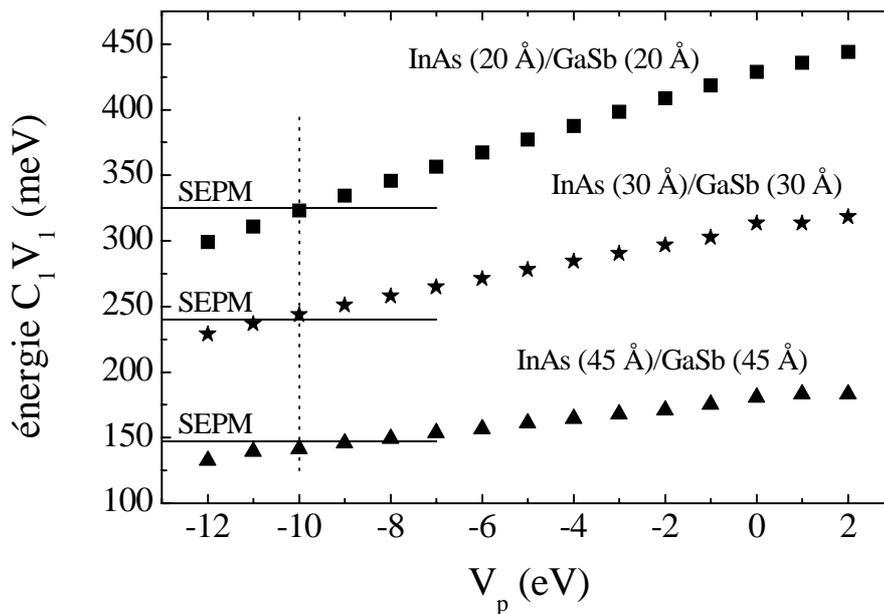


FIGURE 2.4. évolution de l'énergie de transition fondamentale avec l'énergie potentielle de perturbation V_p appliquée sur une largeur δ de 0.1 Å pour des SR symétriques InAs/GaSb de différentes périodes. Les valeurs déterminées pour chacun d'eux par G.C. Dente sont indiquées en trait plein.

Cependant, précisons que ce modèle reste limité à l'étude de SR symétriques dont le rapport des épaisseurs d'InAs et de GaSb reste proche de 1. De plus, on peut voir sur la Figure 2.5 que pour une épaisseur d inférieure à 15 Å, les résultats divergent à nouveau, car le modèle surévalue l'importance de l'interface, alors qu'en réalité le matériau tend à se comporter comme un alliage, et non plus comme un SR [Kaspi

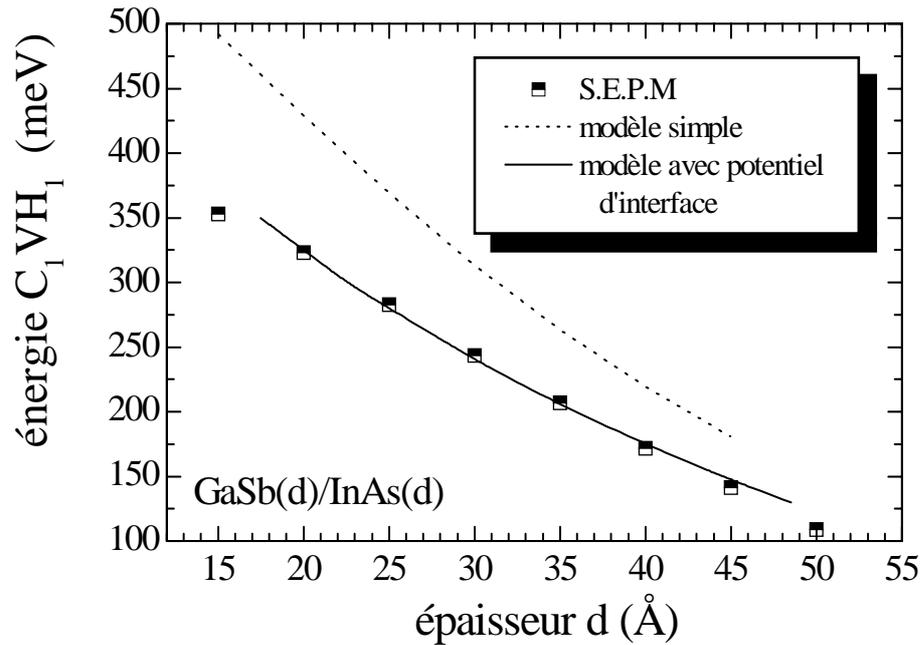


FIGURE 2.5. comparaison des différents modèles de simulation des énergies de transition fondamentale C_1VH_1 du SR InAs/GaSb.

2003]. À l'inverse, plus l'épaisseur d devient grande, plus les résultats se rapprochent de ceux obtenus avec le modèle simple. Ce résultat est cohérent avec le fait que la perturbation due aux interfaces devient négligeable devant l'épaisseur de chacun des binaires.

Dans la Figure 2.6, nous avons représenté la variation de la longueur d'onde et du recouvrement des fonctions d'onde de la transition fondamentale C_1VH_1 en fonction de la largeur d du SR InAs(d)/GaSb(d). À faible période, les recouvrements sont importants, synonymes de fort couplage inter-puits où électrons et trous lourds sont en phase dans l'espace réel.

Ensuite, les recouvrements diminuent pour atteindre des valeurs caractéristiques des structures à multipuits quantiques de type-II. En ce qui concerne les longueurs d'ondes d'absorption, on peut voir que pour couvrir la gamme 3-5 μm , le SR InAs(30\AA)/GaSb(30\AA) représente un choix intéressant, avec une longueur d'onde de coupure de 5,1 μm .

Pour cette structure, dont les densités de probabilités de présence des porteurs sont présentées Figure 2.7, le recouvrement des fonctions d'onde est de l'ordre de 40%.

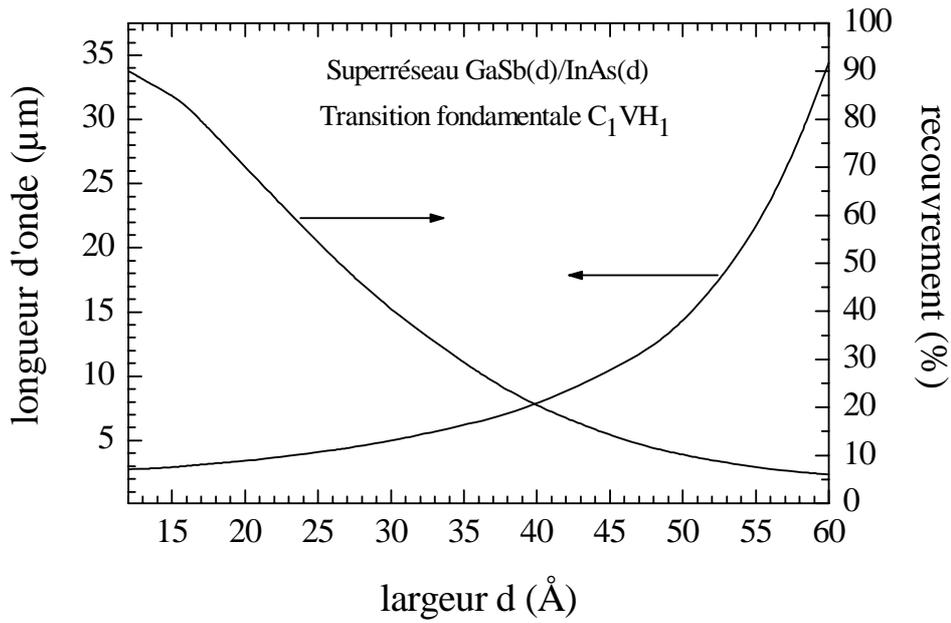


FIGURE 2.6. SR symétrique GaSb(d)/InAs(d): influence de la largeur des couches sur la longueur d'onde d'absorption (partie gauche) et sur le recouvrement des fonctions d'onde (partie droite).

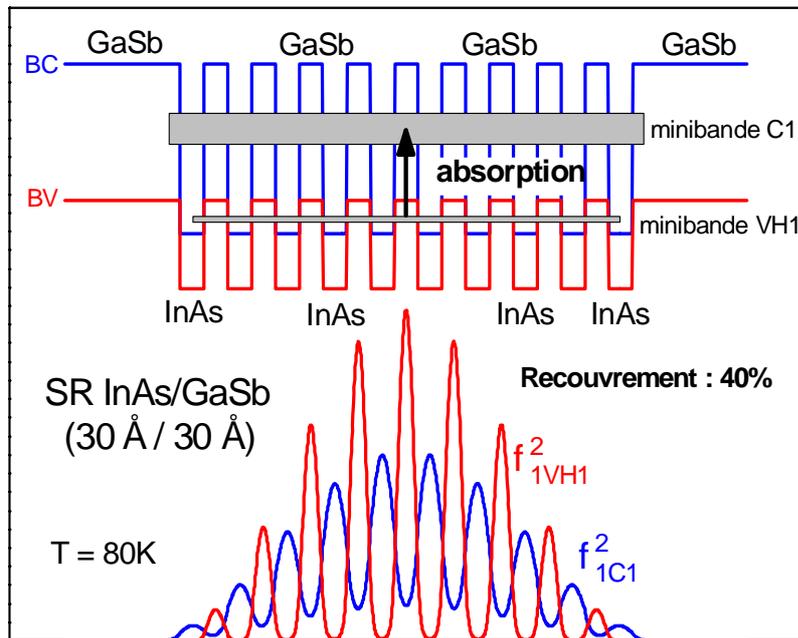


FIGURE 2.7. SR Symétrique GaSb(30Å)/InAs(30Å): Profil de potentiel et densité de probabilité de présence des deux porteurs mettant en jeu la transition fondamentale C1VH1.

Remarquons que pour la gamme spectrale du LWIR, une longueur d'onde de coupure de 12 μm est obtenue pour un SR InAs(48Å) /GaSb(48Å). Mais cette structure présente un recouvrement faible de l'ordre de 10%. Cette faible valeur justifie le choix du SR InAs/(GaIn)Sb pour la détection 8-12 μm [Fuchs 1997], ou au-delà [Aifer 2003].

2.1.b) Choix d'une période

L'InAs ayant un paramètre de maille inférieur à celui du GaSb, il se retrouve en tension lorsqu'il est déposé sur ce dernier, ce qui a pour conséquence d'introduire des contraintes biaxiales de cisaillement. L'accumulation de ces contraintes peut conduire à une dégradation du matériau lorsque l'épaisseur devient importante. Le désaccord de paramètre de maille moyen du SR sur substrat GaSb peut être évalué de la manière suivante:

$$\left. \frac{\Delta a}{a} \right|_{\text{SR}} = \frac{a_{\text{SR}} - a_{\text{GaSb}}}{a_{\text{GaSb}}} \quad (2.1)$$

avec:

$$a_{\text{SR}} = \frac{a_{\text{InAs}} \cdot n_{\text{InAs}} + a_{\text{GaSb}} \cdot n_{\text{GaSb}}}{n_{\text{InAs}} + n_{\text{GaSb}}} \quad (2.2)$$

où n_{InAs} et n_{GaSb} représentent le nombre de monocouches atomiques d'InAs et de GaSb respectivement, a_{InAs} et a_{GaSb} sont les paramètres de maille d'InAs et de GaSb respectivement, et a_{SR} est le paramètre de maille moyen du SR.

À partir des paramètres du Tableau 2.2, on trouve un désaccord de paramètre de maille de -0.632% pour le SR GaSb (10 MC) / InAs (10 MC) (30Å /30Å). Ce désaccord étant trop important pour espérer réaliser une structure épaisse de qualité, il est important de le compenser. Nous avons montré qu'il était possible d'atteindre l'accord de maille en insérant une fine couche d'InSb à l'interface GaSb sur InAs [Rodriguez 2005]. En effet, l'InSb a un désaccord de paramètre de maille positif (contrainte de compression) très important (environ dix fois plus en valeur absolue que

dans le cas d'InAs). Les paramètres de maille d'InAs et d'InSb considérés ici correspondent aux paramètres de maille perpendiculaires des matériaux totalement contraints sur le substrat de GaSb. Le Tableau 2.2 récapitule les valeurs de ces paramètres de maille:

	a_0 (Å)	a contraint sur GaSb (Å)
GaSb	6.0954	6.0954
InAs	6.0584	6.0183
InSb	6.4794	6.8983

TABLEAU 2.2. paramètres de maille des binaires, relaxés et contraints sur GaSb

La Figure 2.8 montre l'évolution du désaccord de paramètre de maille du SR calculé en fonction de l'épaisseur d'InSb insérée pour différentes épaisseurs de GaSb et pour 10 MC d'InAs.

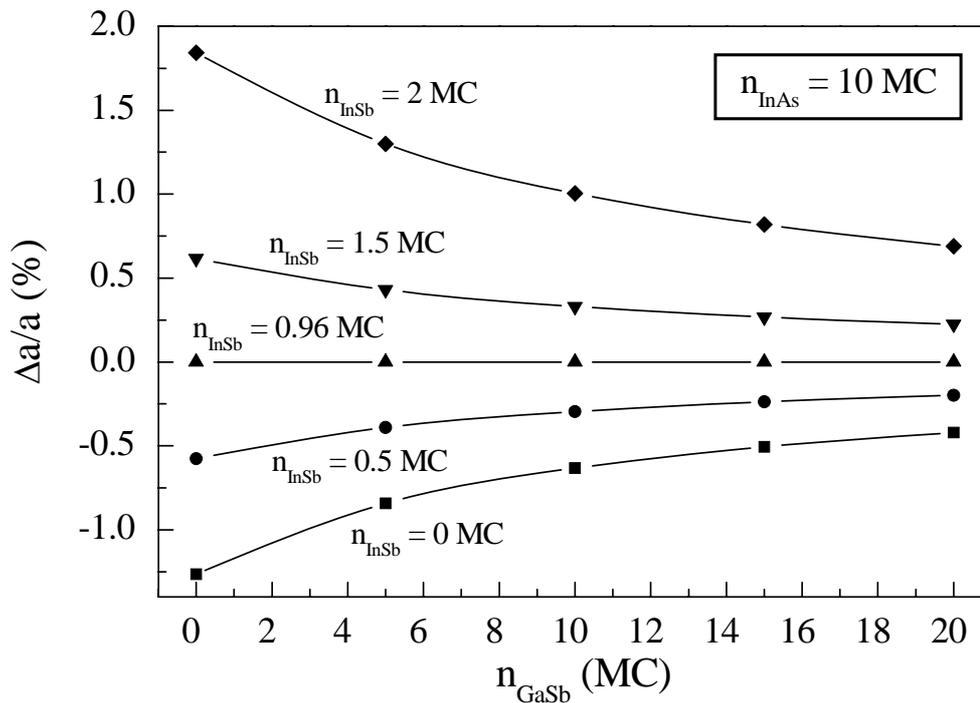


FIGURE 2.8. variation du désaccord de paramètre de maille moyen d'un SR avec le nombre de MC de GaSb pour différentes quantités d'InSb insérées à l'interface GaSb sur InAs, et 10 MC d'InAs par périodes.

Le paramètre de maille moyen du SR s'écrit cette fois:

$$a_{\text{SR}} = \frac{a_{\text{InAs}} \cdot n_{\text{InAs}} + a_{\text{GaSb}} \cdot n_{\text{GaSb}} + a_{\text{InSb}} \cdot n_{\text{InSb}}}{n_{\text{InAs}} + n_{\text{GaSb}} + n_{\text{InSb}}} \quad (2.3.)$$

On peut voir que le SR est accordé pour une épaisseur d'InSb insérée de 0.96 MC quelque soit l'épaisseur de GaSb considérée. Dans tous les autres cas, le fait d'augmenter l'épaisseur de GaSb entraîne une diminution du désaccord de paramètre de maille en valeur absolue. Cependant tous les points de la Figure 2.8 ne sont pas forcément tous accessibles par l'expérience avec la même qualité de croissance.

Lors de l'ajout d'une couche très désaccordée comme celle d'InSb, l'énergie emmagasinée peut, en effet, très vite conduire à la dislocation de la couche.

Voyons à présent l'effet de cette incorporation d'InSb, dans les périodes du SR, sur la position des niveaux d'énergies, et en particulier sur la transition fondamentale entre la première minibande d'électrons et la première minibande de trous.

La Figure 2.9 présente la position des différentes minibandes, et leur alignement au sein du SR à 80 K, en considérant ou pas la couche supplémentaire d'InSb à l'interface GaSb-InAs. Notons que dans le cas du SR non compensé, les transitions interminibandes calculées $C_1\text{-}VH_1$, $C_1\text{-}VL_1$ et $VH_1\text{-}VL_1$ sont en parfait accord avec des mesures d'absorption en incidence normale réalisées par Chen et al [Chen 1996] sur des SR symétriques GaSb/InAs.

En comparant les deux diagrammes de la Figure 2.9, nous pouvons remarquer que la transition fondamentale $C_1\text{-}VH_1$ passe de 243 meV à 219 meV, soit de 5,1 μm à 5,66 μm dans le cas d'une période GaSb (10 MC) / InAs (10 MC) lorsqu'on ajoute 1 MC d'InSb à l'interface GaSb sur InAs. En effet, l'InSb a un alignement de type III avec InAs (Figure 2.9), et agit donc comme un puits pour les trous, tandis que le confinement des électrons n'est pour sa part que relativement peu modifié, puisque l'InSb a un alignement de type I avec GaSb.

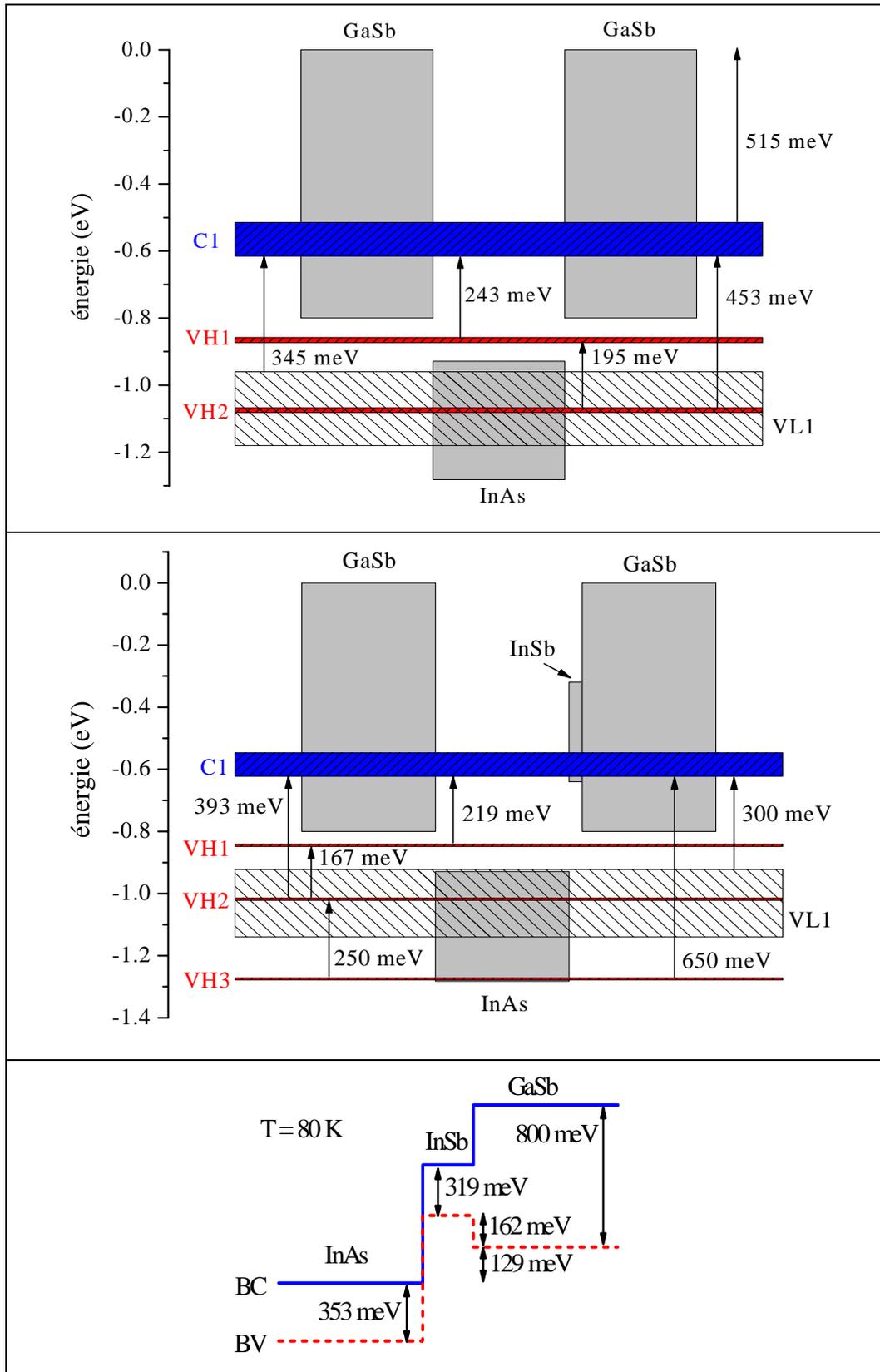


FIGURE 2.9. alignement de la minibande d'électrons (C1), des minibandes de trous lourds (VH1) et légers (VL1) pour une période de SR GaSb (10 MC) / InAs (10MC) -en haut-, GaSb (10 MC) / InSb (1 MC) / InAs (10MC) -au milieu- et profil de potentiel d'une période -en bas.

Rajouter une MC d'InSb à l'interface équivaut quasiment à rajouter une MC de GaSb, ce qui modifie très peu les recouvrements des fonctions d'onde électron-trou, les trous de la minibande VH_1 étant bien confinés dans le puits de GaSb. On note aussi l'apparition d'une troisième minibande de trous lourds (VH_3) à environ 10 meV au-dessus du continuum de trous, soit une modification quasi-négligeable. Enfin, une cartographie des transitions optiques permises à $T = 80$ K est présentée Figure 2.10 pour le SR GaSb (10 MC) / InAs (10 MC) / InSb (1 MC). Celle-ci présente toutes les transitions possibles et leur recouvrement respectif entre les différentes minibandes d'électrons (C), de trous lourds (VH) et trous légers (VL) en centre de zone ($\mathbf{k} = \mathbf{0}$).

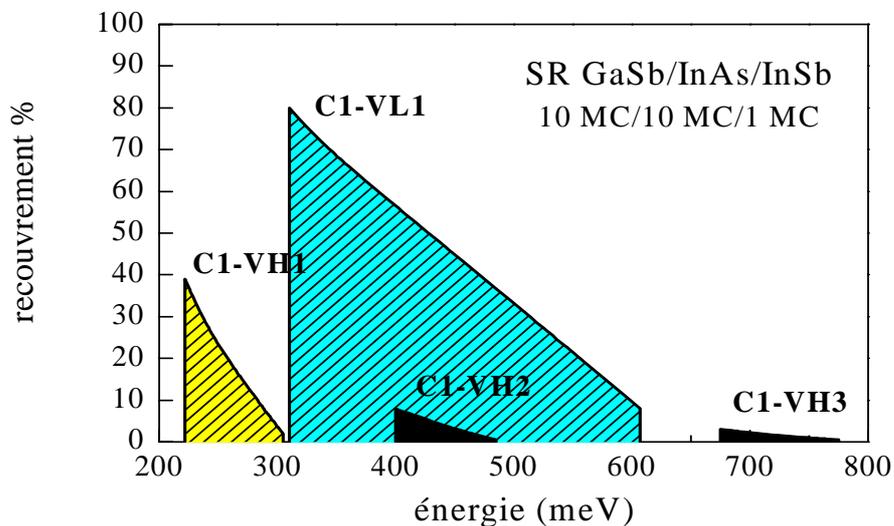


FIGURE 2.10. cartographie des transitions inter-minibandes permises pour un SR symétrique GaSb(10MC)/InAs(10MC)/InSb(1MC): forces d'oscillateur et largeur énergétique des transitions.

Les recouvrements des fonctions d'onde associant les porteurs électrons-trous lourds sont plus faibles que ceux mettant en jeu les électrons et les trous légers. En cause, la masse importante des trous lourds qui engendre un fort confinement des porteurs dans sa couche, empêchant ainsi le recouvrement avec l'électron plutôt localisé dans la couche adjacente (structure de type-II). Pour chacun des points critiques, on peut remarquer la forte baisse du recouvrement des fonctions d'onde lorsqu'on augmente le nombre quantique des niveaux de confinement au sein des minibandes.

En conclusion, la structure quantique à SR symétrique GaSb/InAs/InSb de période 10MC/10MC/1MC sur substrat GaSb, semble être appropriée pour devenir la zone active d'un composant photodétecteur MWIR, car:

- elle permet la croissance d'une zone d'absorption de plusieurs microns grâce à la compensation de la contrainte;*
- elle présente une longueur d'onde de coupure théorique légèrement supérieure à 5 μm permettant de couvrir entièrement la gamme 3-5 μm .*

2.2 Présentation du bâti E.J.M.

Les méthodes d'épitaxies modernes telles que l'E.J.M. permettent la réalisation de couches de composés III-V variés avec une maîtrise de l'épaisseur de l'ordre de la monocouche atomique. Les évolutions techniques en matière de stabilité des flux et de reproductibilité de mouvements de pièces de précision (commande des caches par exemple), sont à l'origine de l'apparition de structures de plus en plus complexes, dont font partie les superréseaux.

Le bâti d'épitaxie utilisé lors de ce travail est de marque RIBER Compact 21E, permettant la croissance sur des substrats d'une taille allant jusqu'à deux pouces (Figure 2.11). Il est composé de trois enceintes:

- une chambre d'introduction, équipée d'une pompe turbomoléculaire permettant d'atteindre un vide secondaire de l'ordre de 10^{-8} Torr. Lors de l'introduction des échantillons, ceux-ci peuvent être dégazés à 150 °C grâce à deux lampes infrarouges.
- un sas intermédiaire, équipé d'une pompe ionique donnant un vide poussé allant jusqu'à 3.10^{-10} Torr.
- la chambre de croissance comprenant le matériel nécessaire à l'épitaxie: cellules à effusion, canon à électron pour la diffraction d'électron à haute énergie (RHEED), une jauge à ionisation pour la mesure des flux, un spectromètre de



FIGURE 2.11. bâti de croissance RIBER Compact 21E du laboratoire

masse permettant d'évaluer les pressions partielles des molécules telles que l'hydrogène, l'azote, l'oxygène et ainsi la qualité du vide résiduel, et enfin un pyromètre optique pour la mesure de la température du substrat. Le vide de cette enceinte est amené à des valeurs de l'ordre de 10^{-10} - 10^{-9} Torr par l'intermédiaire d'une pompe ionique, une pompe à sublimation de titane et un refroidissement à l'azote liquide.

La chambre de croissance dispose de deux cellules de Gallium, deux d'Aluminium, et une d'Indium pour les éléments III. Les cellules d'éléments V sont des cellules craqueurs à vannes pointeaux d'Antimoine et d'Arsenic. Enfin, le bâti est équipé de trois cellules pour les dopants: Tellure sous la forme de Sb_2Te_3 , Silicium et Béryllium. Ces cellules sont disposées dans la partie basse du bâti, et visent vers le haut, autorisant l'utilisation de supports dits "indium-free".

Les cellules à effusion de ce bâti peuvent être séparées en deux groupes:

- les cellules classiques, contenant les charges d'éléments III et de dopants sous

forme solide, placées dans des creusets de nitrure de bore (PBN). Les cellules de Ga et d'In sont de technologie "hot-lip", c'est-à-dire qu'elles comportent, en plus du filament permettant de chauffer la charge, un filament destiné à chauffer la partie haute du creuset. Cette précaution a pour but de limiter la condensation de ces matériaux sous forme de gouttelettes, qui lorsqu'elles retombent dans la charge peuvent être expulsées vers le substrat et ainsi être à l'origine de la formation de nombreux défauts.

- les cellules à étage cracker d'éléments V. Celles-ci comportent deux étages distincts, la sublimation du matériau a lieu dans le premier sous forme de tétramères principalement (As_4 et Sb_4), tandis que le second a pour but de dissocier ces tétramères en deux dimères (As_2 et Sb_2) à plus haute température (environ $900^\circ C$). Ce processus augmente le coefficient de collage des éléments V et assure un meilleur contrôle des compositions lors de l'utilisation des deux matériaux dans un même alliage. Enfin, ces cellules comportent une vanne pointeau en leur extrémité permettant de "doser" précisément le flux sortant, par le contrôle de son ouverture. Ainsi, contrairement au cas des éléments III, le flux est géré à température de sublimation constante de manière très réactive.

2.2.a) Éléments de contrôle de la croissance

Le contrôle de la température du substrat est assuré par un pyromètre optique dont la longueur d'onde de détection est centrée autour de $1.64 \mu m$. Le signal collecté tient compte à la fois de l'émissivité du substrat, de son absorption, mais aussi de la transparence de la fenêtre du hublot devant lequel est placé le pyromètre, celui-ci étant bien entendu un élément extérieur à la chambre de croissance. Pour cette raison une calibration est nécessaire périodiquement, et s'effectue en comparant la température affichée par l'appareil à la température de fusion d'un morceau d'InSb ($525^\circ C$), préalablement collé sur le molybloc.

Le second élément de contrôle in-situ de la croissance est la diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED). Les électrons issus du canon sont

accélérés vers la surface de l'échantillon où ils sont diffractés et font apparaître sur un écran fluorescent le réseau réciproque de la structure atomique. La profondeur de pénétration du faisceau d'électrons, d'une longueur d'onde d'environ 0.1 \AA , est de quelques monocouches atomiques et l'information concerne donc principalement l'état de surface de l'échantillon. Son utilisation permet de suivre l'évolution de la désoxydation de la surface du substrat préalable à la croissance, avec l'apparition et l'affinement du réseau de raies caractéristiques du réseau réciproque de la structure cristalline. De plus, l'intensité de la tâche spéculaire dépend de la rugosité de la surface. Or, lors de la croissance, cette rugosité atteint un maximum lorsqu'une demi-monocouche exactement est déposée, et un minimum lorsque celle-ci est complétée. Ce procédé bien connu [Neave 1983], permet ainsi une mesure directe, et d'une grande précision, de la vitesse de croissance. Dans le cas de composés III-V, les éléments V ayant une pression de vapeur plus faible que les éléments III, il est nécessaire d'éviter la formation d'agrégats de ces derniers, qui contrairement aux premiers ne peuvent être désorbés. Par conséquent, la croissance doit s'effectuer en excès d'éléments V, et la vitesse est fixée par le flux d'éléments III. Les oscillations observées dans ces conditions sont dites induites par l'élément III. Cependant, il est possible de caractériser la vitesse de l'élément V, de la même manière, en abaissant la température du substrat et en se mettant en léger excès d'élément III. Les deux processus sont représentés sur la Figure 2.12.

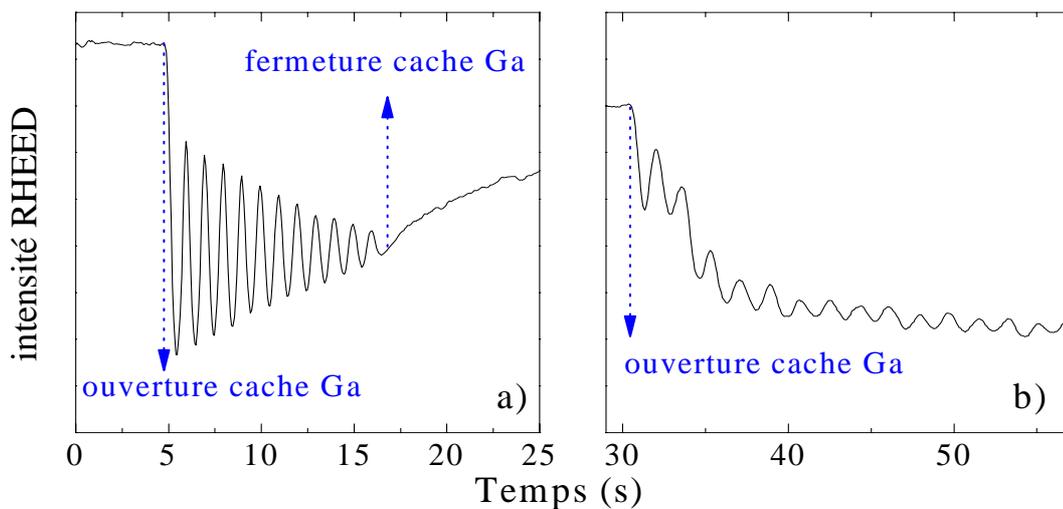


FIGURE 2.12. oscillations de l'intensité de la tâche spéculaire du faisceau RHEED lors de la croissance de GaSb sur GaSb a) en excès d'antimoine et b) en léger excès de gallium.

Les calibrations des vitesses d'éléments III et V s'effectuent sur un même substrat de GaSb orienté (100) entre 420 et 460 °C. Les mesures de vitesse d'incorporation de Ga, d'Al et d'In se font en épitaxiant respectivement GaSb, AlSb et InAs. Cela est rendu possible par le fait que la détermination de la vitesse ne nécessite qu'un dépôt d'une dizaine de monocouches atomiques, et par le fait que les paramètres de maille de ces trois binaires sont relativement proches. Un exemple du résultat obtenu est présenté Figure 2.13.

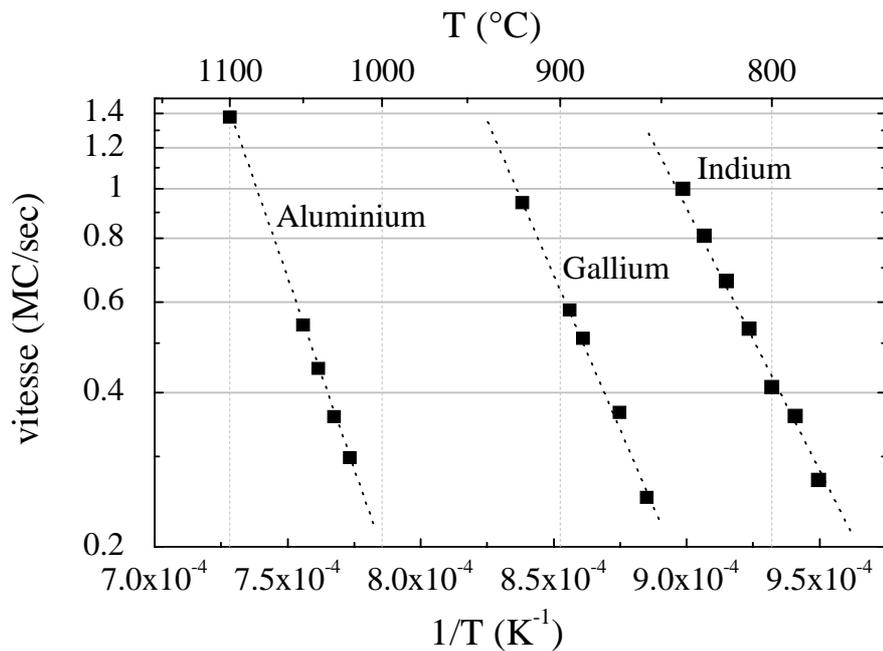


FIGURE 2.13. variation de la vitesse d'incorporation mesurée par oscillations induites des éléments III en fonction de la température des cellules.

Pour un même élément, la variation de la vitesse en fonction de la température du creuset peut être extrapolée par une loi d'Arrhenius:

$$V_{\text{III}} = A e^{-\frac{E_a}{kT}} \quad (2.4.)$$

où E_a est l'énergie d'activation du matériau, A est un terme variable dans le temps car dépendant du flux issu des cellules et donc du remplissage de ces dernières, k est la constante de Boltzmann, et T la température exprimée en Kelvin.

Bien que ne déterminant généralement pas la vitesse de croissance, les vitesses d'incorporation des éléments V doivent cependant elles aussi être parfaitement con-

nues. Leur rôle est prépondérant dans la qualité du matériau, et des travaux précédents menés au laboratoire, ont montré qu'un rapport des vitesses $V/III=2$ permet d'obtenir une qualité cristalline optimale [Cerutti 2004]. La mesure s'effectue, cette fois, en épitaxiant InAs et GaSb sur GaSb à une température de 420-430 °C, en léger excès d'In et de Ga respectivement. Contrairement au cas des éléments III, le flux est ajusté par l'ouverture de la vanne pointeau, et non par la température du creuset.

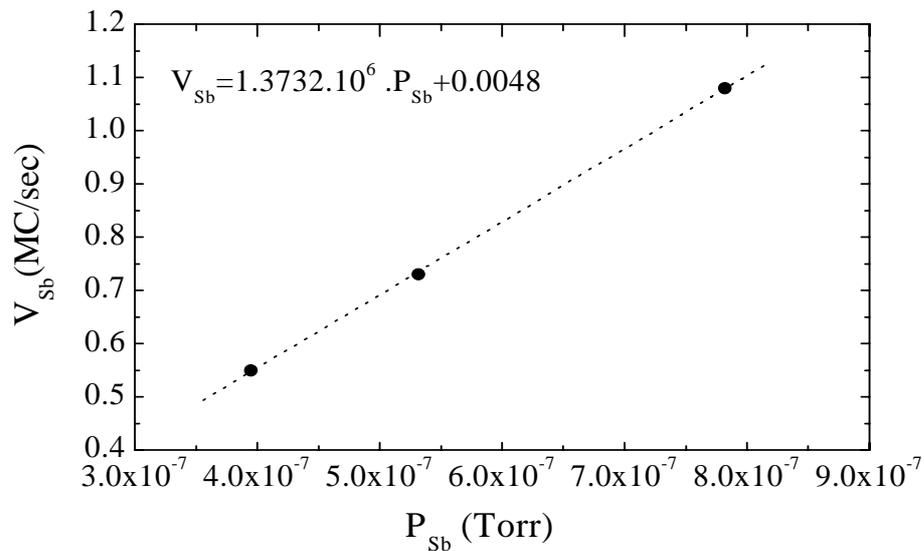


FIGURE 2.14. *variation de la vitesse d'incorporation de l'antimoine dans GaSb mesurée par oscillations induites, en fonction du flux.*

Comme le montre la Figure 2.14, il existe une relation linéaire entre la vitesse d'incorporation et le flux mesuré à la jauge à ionisation. Il faut, à ce propos, noter que les valeurs de flux mesurées ne sont pas "exportables" d'un bâti à un autre, car dépendantes, entre autre, de la géométrie de la jauge.

2.2.b) Diffraction de rayons X

La double diffraction de rayons X (DDX) est une technique de caractérisation non destructive des couches épitaxiées permettant un contrôle à posteriori de plusieurs

paramètres quantitatifs tels que la composition des différentes couches, leurs épaisseurs ainsi que la période des superréseaux. Le faisceau de rayons X (RX), d'une longueur d'onde de 1.54056 \AA est diffracté sur l'échantillon suivant la loi de Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.5.)$$

où d est la distance séparant deux plans d'atomes, θ est l'angle que fait le rayon incident avec ces plans, λ la longueur d'onde du faisceau et n l'ordre de diffraction (Figure 2.15). On observe généralement la diffraction d'ordre 004.

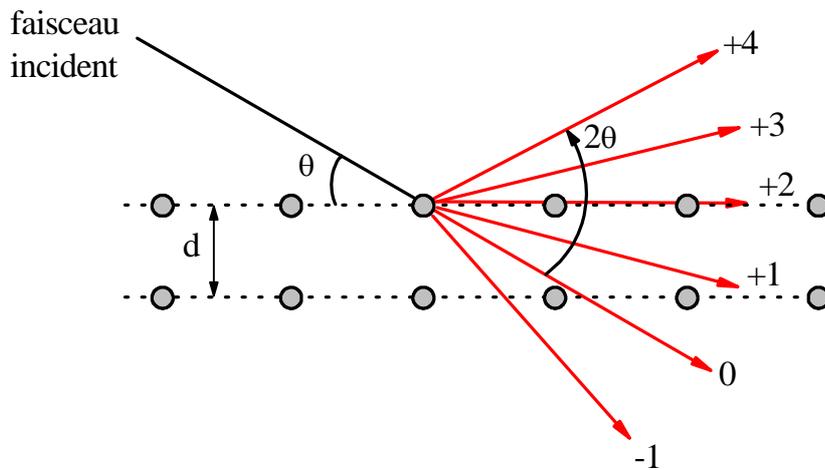


FIGURE 2.15. *diffraction par les plans d'atomes d'un rayon X*

Ainsi, lorsque l'angle d'incidence satisfait cette relation, on observe une raie de diffraction caractéristique du réseau de plans atomiques. Dans le cas d'une couche simple, on observe donc deux pics: le pic du substrat à l'angle θ_c et le pic de la couche à l'angle θ_s , et le désaccord de paramètre de maille entre les deux est donné par:

$$\frac{\Delta a}{a_s} = \frac{a_c - a_s}{a_s} = \frac{\sin \theta_s - \sin \theta_c}{\sin \theta_c} \quad (2.6.)$$

où a_c et a_s sont les paramètres de maille respectifs de la couche épitaxiée et du substrat.

Dans le cas d'un SR dont la période est composée de deux couches d'épaisseurs respectives e_1 et e_2 , la périodicité de celui-ci se retrouve sous la forme d'un pic principal (ordre 0) et d'un réseau de pics satellites sur le diagramme de diffraction. L'intensité des pics est modulée par deux enveloppes, centrées sur des angles corres-

pendant aux paramètres de mailles a_1 et a_2 de chacun des matériaux. Dans le cadre de la théorie cinématique, l'enveloppe de la couche i est la transformée de Fourier d'une fonction rectangle de largeur e_i , soit un sinus cardinal de largeur à la base $2/e_i$. La position du pic d'ordre 0 est donnée en réécrivant la relation (2.6) sous la forme:

$$\theta_0 = \arcsin \left(\frac{\sin \theta_s}{1 + \left. \frac{\Delta a}{a} \right|_{\text{SR}}} \right) \quad (2.7.)$$

où $\left. \frac{\Delta a}{a} \right|_{\text{SR}}$ est le désaccord de paramètre de maille moyen entre le substrat et le SR.

Dans notre cas, les couches composant le SR sont très fines, et ont des paramètres de maille relativement proches. Ainsi, les deux enveloppes sont presque confondues et le pic d'ordre 0 s'identifie immédiatement comme étant le plus intense. La relation (2.7) permet ainsi de calculer le désaccord de paramètre de maille moyen du SR à partir d'un spectre expérimental.

La période p du SR peut-être déterminée en relevant pour chacun des ordres n de diffraction, l'angle θ_n , et en réécrivant la loi de Bragg:

$$n = \frac{2p}{\lambda} \cdot \sin \theta_n \quad (2.8.)$$

La période est alors la pente de la droite formée par le tracé de n en fonction de $2\sin\theta_n/\lambda$ comme illustré sur la Figure 2.16.

L'instrument de mesure utilisé au cours de ce travail, de marque Philips-X'Pert MRD, comprend un logiciel de dépouillement des spectres obtenus, permettant d'accéder directement aux valeurs de période et de désaccord de paramètre de maille. Ce logiciel, basé sur la théorie dynamique de la diffraction des rayons X de Tagaki-Taupin [Takagi 1962, Taupin 1964], prend en compte l'interaction entre les faisceaux directs et réfléchis dans le matériau.

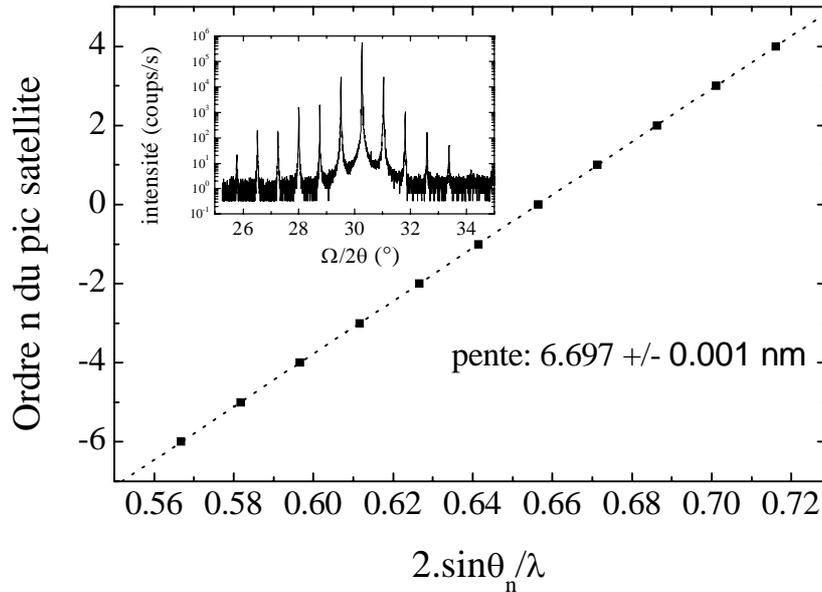


FIGURE 2.16. détermination de la période du superréseau (en encart) dans le cadre de la théorie cinématique.

2.2.c) Préparation des croissances

Nous disposons de substrats de GaSb dopés n (Tellure) et p (Zinc), ainsi que de substrats non intentionnellement dopés (mais résiduellement p de l'ordre de $1.10^{17} / \text{cm}^3$) d'un diamètre de deux pouces, soit environ 5 cm, pour nos croissances. La densité de défauts est certifiée inférieure à 1 000 par cm^2 par le fabricant. Les molyblocs disponibles sont adaptés pour accueillir soit un substrat entier, soit un quart de celui-ci. Ceux utilisés lors de ce travail sont exclusivement des molyblocs "Indium-free", c'est-à-dire que les substrats ne sont pas collés à l'indium, mais simplement posés sur le support. Une fois le substrat clivé et monté sur son molybloc, l'ensemble est dégazé à 150 °C pendant vingt minutes sous-vide, dans le sas d'introduction, afin de désorber principalement l'excès d'eau.

Après transfert dans la chambre de croissance, le substrat est chauffé à 15°C/min jusqu'à 550 °C. L'échantillon est mis sous flux de Sb à partir de 400 °C. Cela permet de compenser la désorption des atomes de Sb de surface ayant une faible pression de vapeur, et ainsi d'éviter la formation d'amas de Ga, qui conduirait à une dégradation

rapide de l'échantillon. Le diagramme de RHEED observé sur l'écran fluorescent est caractéristique de l'état de surface. Ainsi, avant désoxydation, les oxydes de surface, polycristallins, font apparaître un ensemble de cercles concentriques caractéristiques (Figure 2.17.a).

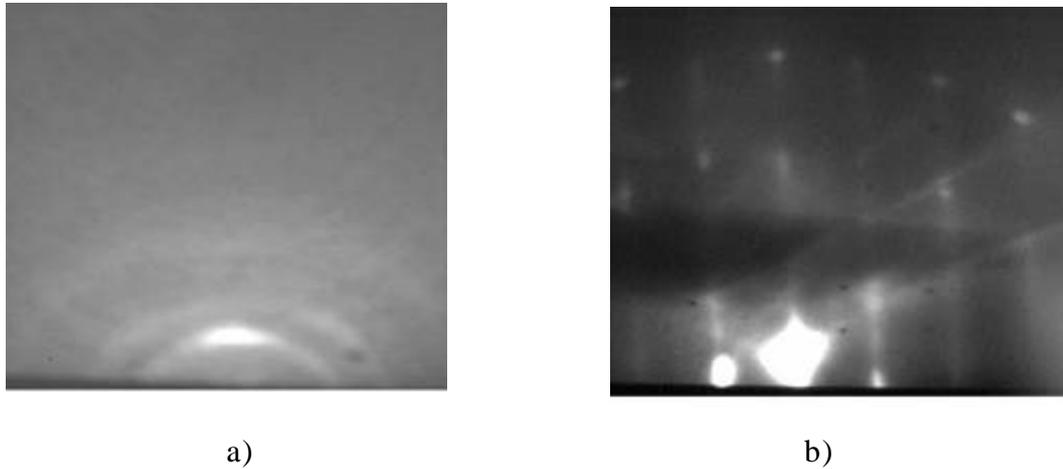


FIGURE 2.17. *diffraction RHEED observée a) avant et b) après désoxydation du substrat GaSb.*

Aux alentours de 550 °C, cet oxyde se désorbe et la structure cristalline du GaSb apparaît sous la forme d'un réseau de points, assez grossiers, dénotant une surface rugueuse. Au bout d'un quart d'heure, le substrat est totalement désoxydé et la température du four est descendue à 510 °C. La préparation de l'échantillon est alors complétée par le dépôt d'une couche de GaSb. Celle-ci a pour but de "lisser" la surface afin de retrouver une planéité quasi-parfaite après les perturbations induites par la désoxydation. Dès les premières monocouches, cet effet peut être observé sur l'écran fluorescent avec l'apparition des reconstructions du GaSb (1x3) comme le montre la Figure 2.18.a.

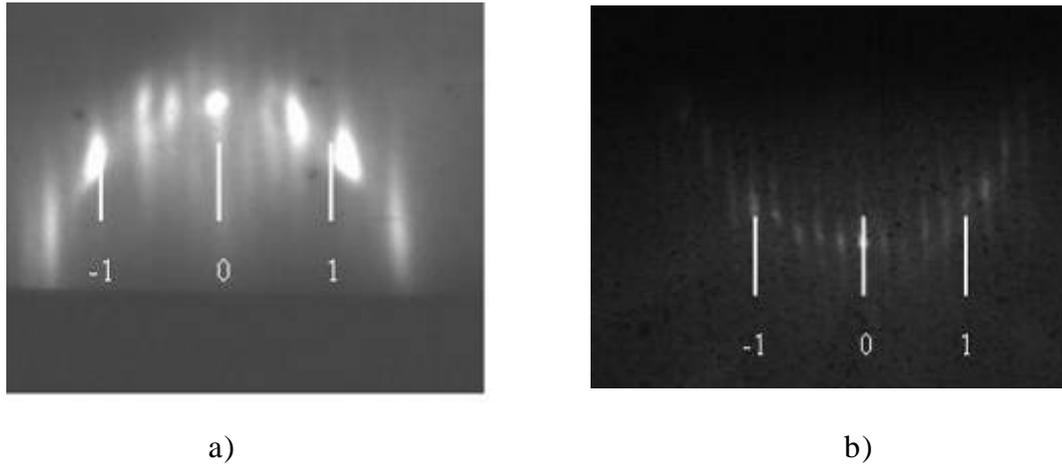


FIGURE 2.18. *diffraction RHEED a) reconstruction (1x3) et b) reconstruction (1x5) du GaSb.*

2.3 Croissance des SR sur substrat GaSb

2.3.a) Description de la croissance d'InAs, InSb et GaSb

L'épitaxie par jets moléculaires des binaires InAs, InSb et GaSb (et plus généralement de tous les alliages III-V) s'effectue en excès d'élément V, et la vitesse de croissance est donc contrôlée par le flux des éléments III. Par conséquent, la température du substrat doit permettre un collage parfait de ces derniers, tout en étant suffisante pour désorber l'excédent d'élément V et permettre une bonne mobilité des différents atomes à la surface. Les trois paramètres que sont la température du substrat, la vitesse de croissance (contrôlée par le flux d'élément III) et le flux d'élément V sont donc inter-dépendants, et directement liés au matériau à épitaxier. Généralement, le GaSb et l'InAs sont épitaxiés avec un rapport des vitesses V/III égal à deux, à des températures respectives de 420 et 480 °C (entre 360 et 400 °C pour l'InSb). Cependant, ces valeurs correspondent à la croissance de matériaux massifs, et ne sont en aucun cas généralisable. Par exemple, l'épitaxie de la couche tampon après désoxydation (buffer) est réalisée à haute température (510 °C pour GaSb) pour favoriser la migration des atomes en surface, au détriment d'un remplissage parfait des couches. A l'inverse, une croissance à faible température permet la croissance de boîtes quantiques en limitant la mobilité en surface, ce qui permet la formation

d'agrégats d'atomes. Chacun de ces matériaux a donc des conditions de croissance propres, et il sera donc indispensable de trouver le meilleur compromis possible, principalement en ce qui concerne la température du substrat. Dans notre cas, un problème supplémentaire doit être résolu du fait de l'épaisseur très faible des couches à "empiler": les interfaces.

2.3.b) Problèmes liés aux interfaces

La croissance successive de couches ne disposant d'aucun élément en commun tels que GaSb et InAs doit permettre l'existence de deux types d'interfaces: GaAs et InSb (Figure 2.19).

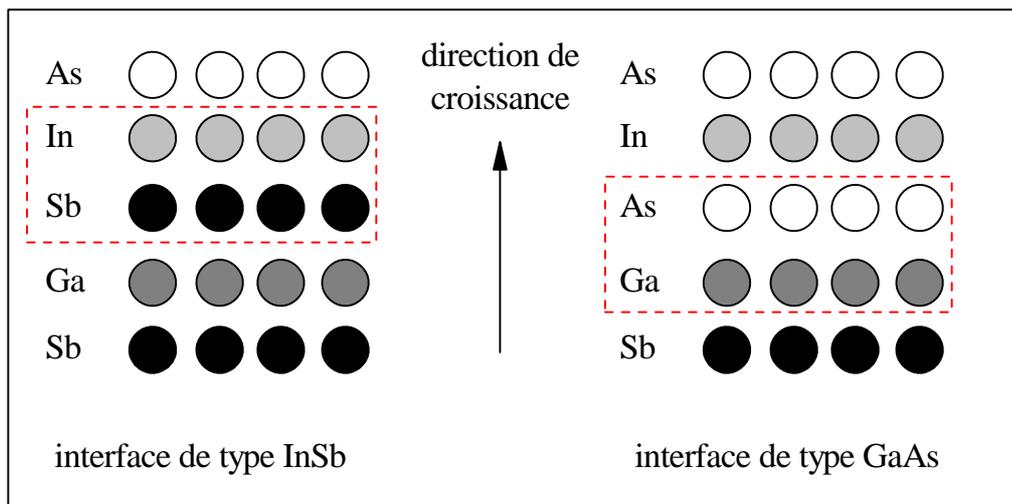


FIGURE 2.19. les différents types d'interfaces possibles entre GaSb et InAs

Cette description est toutefois largement idéalisée car il n'existe pas en pratique d'interfaces aussi abruptes. Celles-ci s'avèrent graduelles sur une épaisseur de plusieurs monocouches en raison de plusieurs phénomènes thermodynamiques que nous allons tenter de détailler.

Tout d'abord, le changement de flux d'atomes d'élément V aux interfaces a une incidence sur la surface de la couche précédente. Ainsi, plusieurs auteurs se sont inté-

ressés au comportement d'une couche de GaSb soumise à un flux d'arsenic, et ont démontré qu'il existait un phénomène d'échange entre les atomes d'antimoine de la couche et les atomes d'arsenic du flux incident, conduisant à l'apparition d'une couche de GaAs. Or cette dernière ayant un très grand désaccord de paramètre de maille avec GaSb, une formation d'îlots et même une relaxation de la couche sont possibles, pour une durée d'exposition au flux d'arsenic, dépendante de la valeur de ce flux ainsi que de la température du substrat. En particulier, R. Kaspi a étudié la désorption par spectrométrie de masse de l'antimoine lors d'une expérience comparable. Il a observé une forte désorption dans les premiers instants d'exposition correspondant à un remplacement de l'antimoine de surface par l'arsenic, puis une désorption d'une intensité décroissante, mais non nulle, provenant cette fois du remplacement des atomes d'antimoine des couches inférieures par des atomes d'arsenic [Kaspi 1999]. Lors du dépôt d'une fine couche d'InAs sur du GaSb, il observe le même résultat et enregistre encore la présence d'antimoine à la surface après avoir déposé 2 MC d'InAs. Ainsi, les atomes d'antimoine sont en quelque sorte rejetés vers la surface par les atomes d'arsenic, et s'incorporent progressivement dans la couche d'InAs. D'autres auteurs ont confirmé que les atomes d'antimoine provenant de la reconstruction de surface du GaSb se retrouvent ainsi dans la couche d'InAs [Jackson 2004, Steinshider 2000]. Le résultat important de tout ceci est qu'il est possible d'optimiser l'interface InAs-sur-GaSb en soumettant préalablement la couche de GaSb à un flux d'As pendant un temps juste suffisant à enlever les atomes d'antimoine de surface, sans attaquer les couches inférieures [Kaspi 1999].

Inversement, une couche d'InAs soumise à un flux d'antimoine se stabilise avec une reconstruction (1x3) [Kaspi 2001]. Les atomes d'antimoine remplacent dans ce cas uniquement les atomes d'arsenic de surface. Il n'y a donc à priori pas de pollution de la couche de GaSb par des atomes d'arsenic provenant des couches inférieures de l'InAs. Cependant, une certaine quantité d'atomes d'arsenic se retrouvent dans les couches de GaSb, et leur nombre dépend du flux résiduel d'arsenic présent dans le bâti [Jackson 2004].

Ces différences de comportement entre le GaSb et l'InAs soumis respectivement à des flux d'arsenic et d'antimoine proviennent du fait que le remplacement des atomes d'antimoine par des atomes d'arsenic dans GaSb tend à diminuer l'énergie glo-

bale du système (15.8 kcal/mol par remplacement). D'un autre côté, le remplacement des atomes d'arsenic par des atomes d'antimoine dans InAs tend au contraire à augmenter l'énergie globale du système (13.9 kcal/mol par remplacement), et apparaît ainsi comme un processus beaucoup moins favorable d'un point de vue énergétique [Schmitz 1995].

Enfin, il a été observé par DDX et microscopie à effet tunnel que lors du dépôt de GaSb sur une couche d'InAs, des atomes d'indium ségréguait dans la couche de GaSb [Renard 2003, Steinshider 2000].

L'importance de chacun de ces effets est bien sûr dépendant des conditions de croissance: température du substrat, séquence de cache, flux des éléments V, vitesse d'incorporation des éléments III.

2.3.c) Insertion de la couche d'InSb: influence sur la qualité structurale du SR

Pour confirmer les calculs de désaccord moyen de paramètre de maille, nous avons réalisé une série de quatre échantillons sur substrat GaSb type n composés de cent périodes GaSb (10 MC) / InAs (10 MC) / InSb (n MC) épitaxiés le même jour dans des conditions identiques avec n prenant respectivement les valeurs de 0, 1, 1.5, 2 MC. Les flux d'éléments V sont mesurés, et l'ouverture des vannes pointeau réglées de manière à avoir une vitesse de 1 MC/s. Les vitesses de Gallium et d'Indium sont préalablement vérifiées et ajustées précisément à 0.5 MC/s grâce à des mesures d'oscillations RHEED effectuées à 460 °C. Cette vitesse des éléments III commande directement la durée d'épitaxie de chacun des binaires: 20 secondes pour GaSb et InAs, 0, 2, 3, 4 secondes pour InSb suivant l'échantillon considéré. La température de croissance des SR choisie pour ces essais est 400 °C, température généralement employée dans la littérature [Haugan 2004, Mohseni 1997, Aifer 2003]. Nous verrons plus loin l'importance de ce paramètre sur les propriétés cristallines et optiques du SR. La séquence d'ouverture et de fermeture des caches durant chaque période est détaillée sur la Figure 2.20.

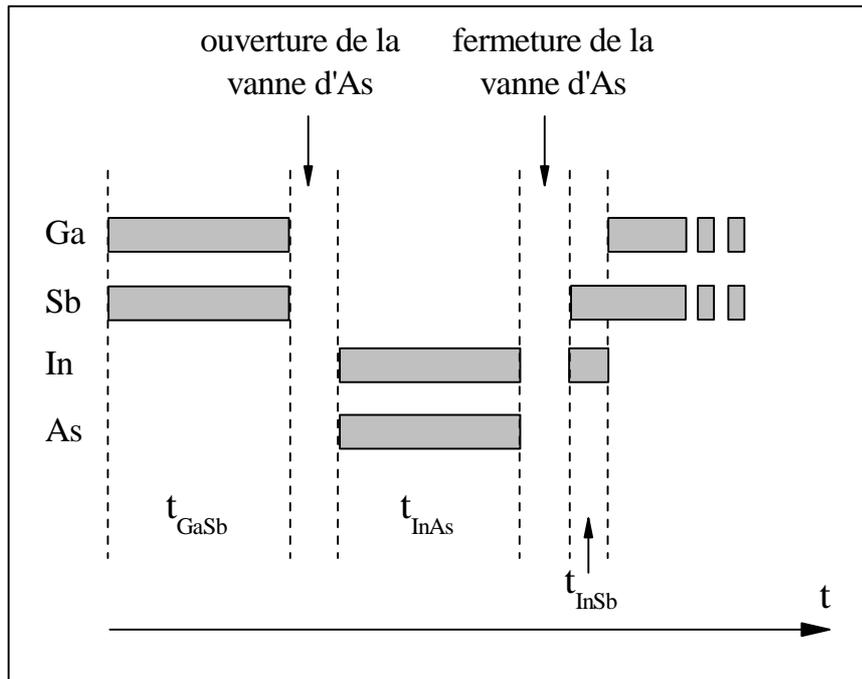


FIGURE 2.20. séquence de cache utilisée lors de l'épitaxie des quatre SR. Les durées de pauses avant et après la couche d'InAs sont de 3s, et les durées de croissance de l'InSb sont de 0, 2, 3, 4s respectivement.

Chaque couche est donc déposée successivement avec cependant un arrêt de croissance de trois secondes avant et après la couche d'InAs. Ces arrêts correspondent au temps nécessaire pour ouvrir et fermer les vannes pointeau dont le déplacement est moins instantané que celui des caches. De plus, toujours dans l'optique d'éviter les pollutions indésirables, des essais préalables réalisés au laboratoire ont montré qu'il était préférable que ces pauses se fassent sans flux d'éléments V. Nous avons choisi pour cette étude de réaliser des échantillons de 100 périodes, soit une durée d'épitaxie d'une heure et demie environ. Cette durée permet en effet d'effectuer la croissance des quatre échantillons dans la même journée, garantissant ainsi un minimum de variations de nos paramètres de croissance. Le SR est terminé sur 10 MC de GaSb de manière à pouvoir rester sous flux d'Antimoine après la croissance. La Figure 2.21 montre l'évolution de l'intensité de la tâche spéculaire de RHEED en début de croissance. L'épitaxie de chacun des binaires peut ainsi être suivie précisément, chaque oscillation correspondant au dépôt d'une monocouche. Les variations brutales d'intensité sont dues au changement de reconstruction de surface, lors du passage de la (1x3) de GaSb à la (2x4) d'InAs.

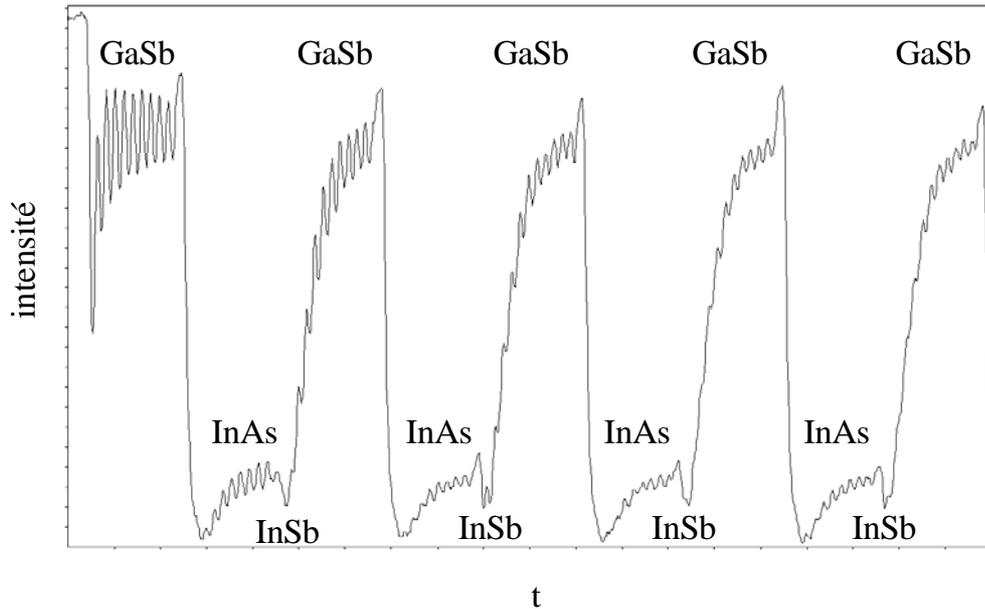


FIGURE 2.21. variations d'intensité de la tâche spéculaire du RHEED en fonction du temps en début de croissance du SR GaSb (10 MC) / InAs (10MC), et identification du dépôt successif de chacun des binaires

Chaque échantillon est ensuite analysé par diffraction de rayons X (DDX). Un exemple de spectre obtenu sans compensation de la contrainte est reporté Figure 2.22. Le

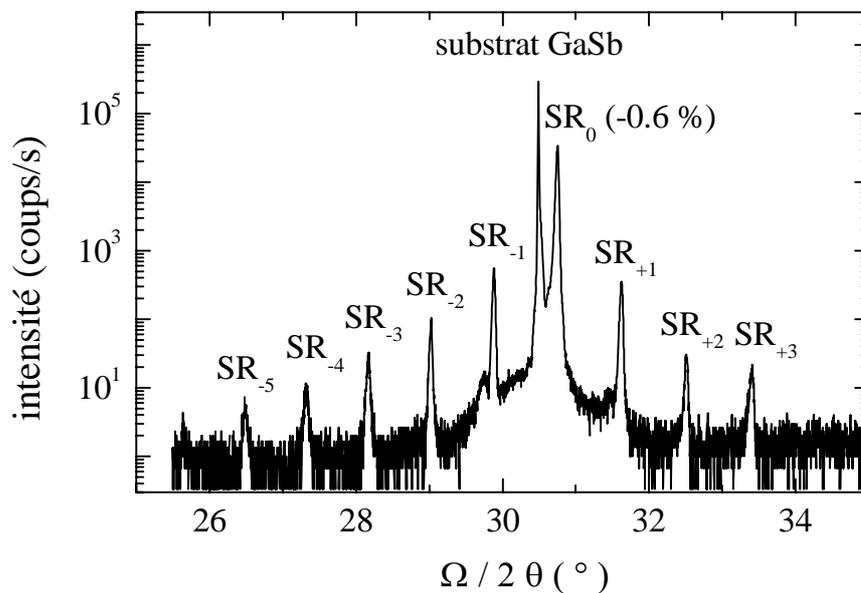


FIGURE 2.22. spectre de diffraction de rayons X obtenu avec un SR GaSb (10 MC) / InAs (10MC) sans compensation de la contrainte

pic intense à 30.36 ° est le pic caractéristique du substrat de GaSb, tandis que les autres pics présents sont représentatifs du SR. Comme nous l'avons vu précédem-

ment, l'écartement angulaire entre le pic du substrat et le pic d'ordre 0 (SR_0) du SR donne le désaccord moyen de paramètre de maille (ici -0.6%), tandis que l'écart entre deux pics satellites successifs du SR permet de remonter à la période de celui-ci.

De plus, des cartographies ont été réalisées par microscopie à force atomique (AFM), afin d'étudier la morphologie de surface de nos échantillons. La grandeur caractéristique extraite de ces mesures est une hauteur équivalente à la rugosité moyenne (RMS) de la surface. Une valeur faible de la rugosité indique une croissance de type plutôt monocouche par monocouche, et donc une grande qualité cristalline, notamment aux interfaces. Les quatre cartographies sont présentées Figure 2.23, le résultat le plus évident, concerne la différence de qualité importante entre l'échantillon contenant deux MC d'InSb par période et les autres, avec une rugosité RMS cinq à dix fois plus importantes.

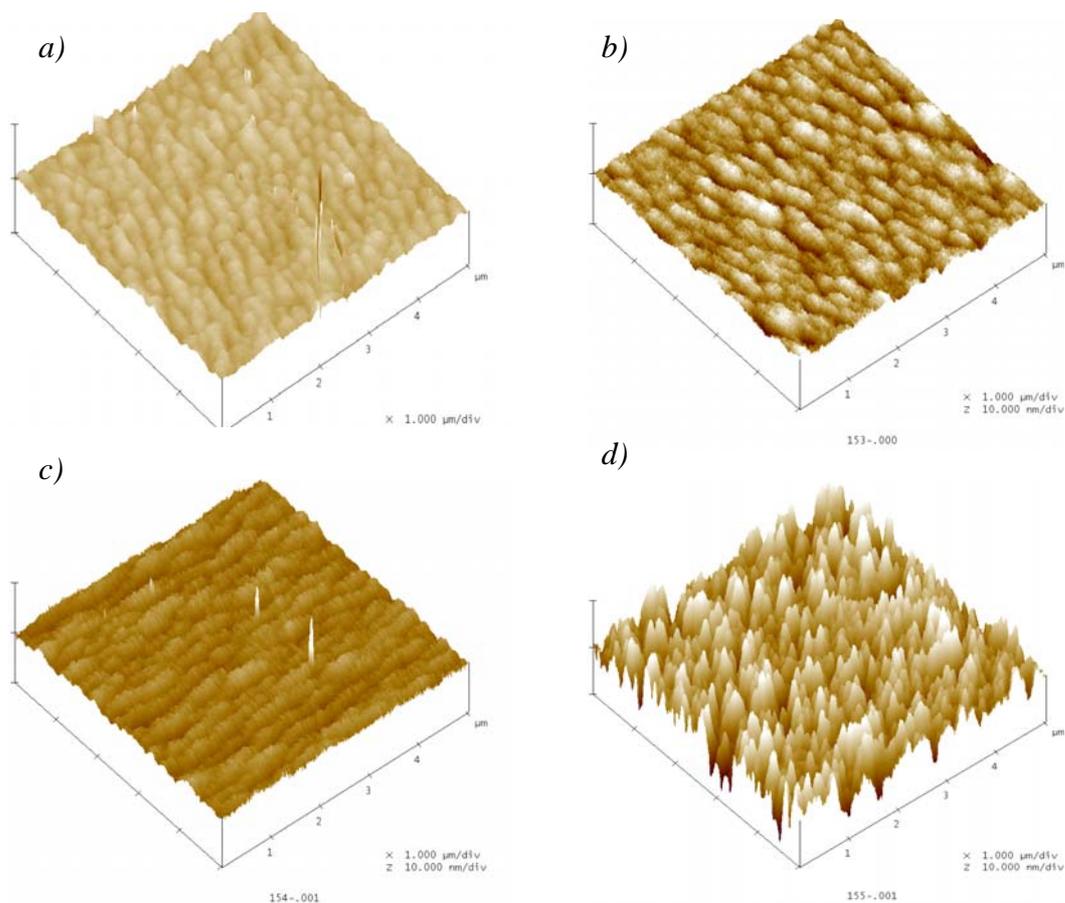


FIGURE 2.23. cartographies AFM réalisées sur les échantillons contenant respectivement 0 (a), 1 (b), 1.5 (c), 2 (d) MC d'InSb à l'interface GaSb sur InAs.

Cette augmentation brutale s'explique sans doute par un changement de mode de croissance, avec une agrégation en îlots de l'InSb inséré au-dessus d'une épaisseur caractéristique de la température du substrat due au désaccord de paramètre de maille très important entre ce matériau et le GaSb ou l'InAs. Cette propriété, très appréciée des épitaxieurs de boîtes quantiques, semble perturber largement les interfaces dans notre cas. Mais le résultat le plus important ressortant de ces mesures est l'excellente valeur obtenue pour l'échantillon contenant une MC d'InSb par période. En effet, cette rugosité moyenne correspond environ à l'épaisseur d'une monocouche (3 Å).

Les résultats de DDX ainsi que des mesures AFM sont compilés dans la Figure 2.24; le cadran du haut présente le désaccord moyen de paramètre de maille et l'épaisseur de la période du SR, extraits des DDX, ainsi qu'une comparaison avec les courbes calculées.

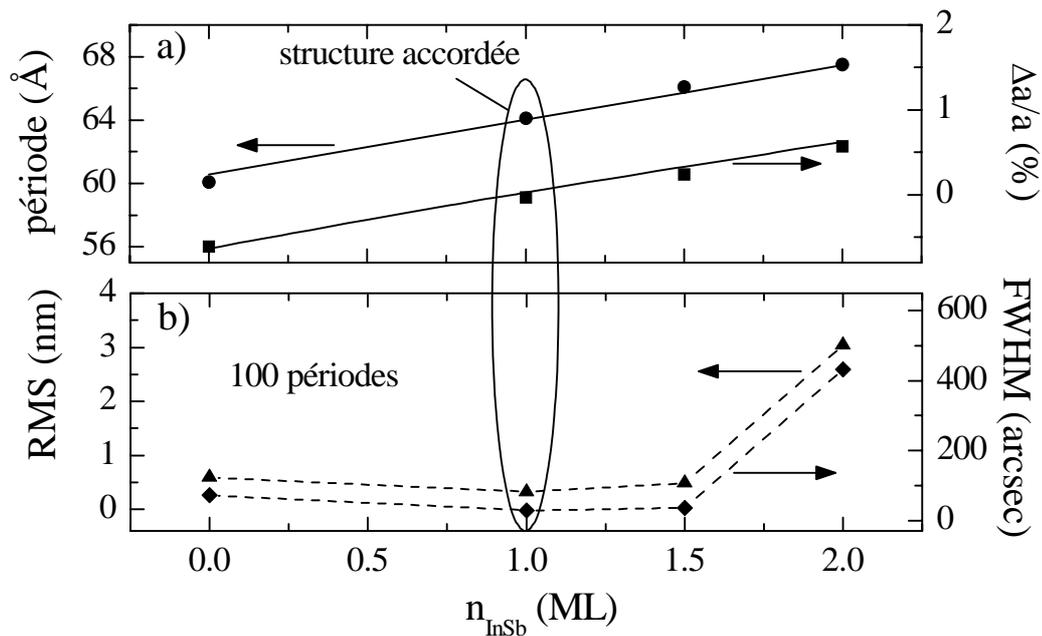


FIGURE 2.24. **a)** variations de l'épaisseur de la période et du désaccord moyen de paramètre de maille du SR avec le substrat GaSb en fonction de la quantité d'InSb inséré à l'interface GaSb sur InAs; comparaison avec les courbes calculées - **b)** variations de la largeur à mi-hauteur du pic satellite de DDX d'ordre 0 et de la rugosité de surface des échantillons en fonction de la quantité d'InSb

On peut voir un très bon accord entre les valeurs expérimentales et théoriques, ce qui semble indiquer que les conditions de croissance choisies sont satisfaisantes.

Comme attendu, le SR passe d'une situation de contrainte en tension (désaccord de paramètre de maille négatif) pour l'échantillon de référence (sans InSb) avec un désaccord de -0.61%, à une situation de contrainte en compression lorsque la quantité d'InSb insérée dépasse une MC par période. L'échantillon le mieux accordé est celui contenant une MC par période avec un désaccord de paramètre de maille de -0.03%. Le spectre de DDX correspondant est présenté Figure 2.25.

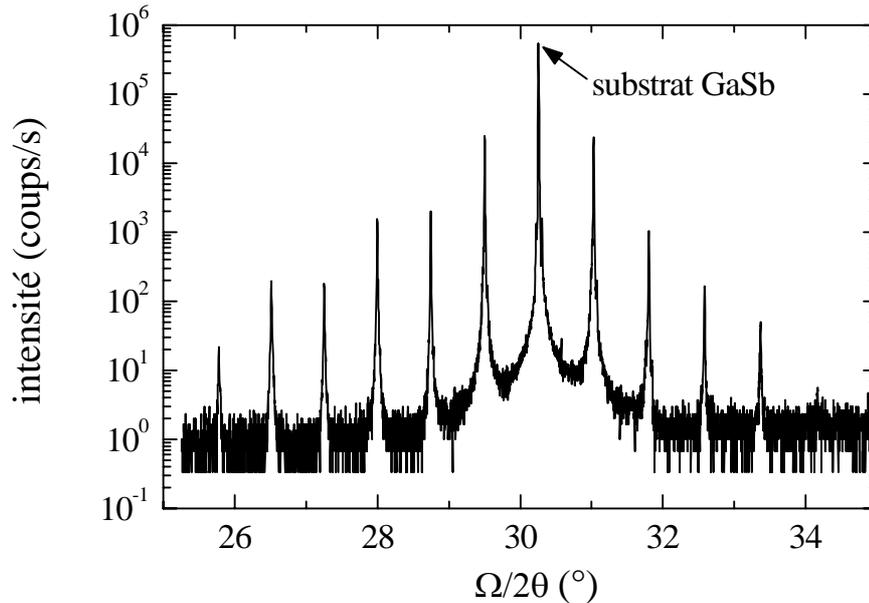


FIGURE 2.25. *spectre de diffraction de rayons X obtenu avec un SR GaSb (10 MC) / InSb (1 MC) / InAs (10MC)*

Le cadran du bas de la Figure 2.24 compare les résultats obtenus par AFM avec l'évolution de la largeur à mi-hauteur du pic satellite de premier ordre. De la même manière que précédemment, une variation brutale est observée entre 1.5 et 2 MC d'InSb insérées par période et semble donc confirmer la perturbation des interfaces. D'autre part, la largeur à mi-hauteur mesurée pour l'échantillon quasi-accordé, de 28.5 arcsec, atteste une très bonne qualité cristalline ainsi qu'un haut niveau de reproductibilité de la croissance des périodes.

Enfin, des mesures de photoluminescence ont été effectuées à 80 K. Les pics observés aux alentours de 200 meV, correspondent à l'émission de la transition fondamentale C_1 - VH_1 (Figure 2.26). Comme attendu, cette transition se décale vers les petites énergies lorsqu'on ajoute de l'InSb. Aucun signal n'a pu être collecté avec

l'échantillon contenant 2 MC d'InSb par période, tandis que l'intensité maximale est donnée par celui en quasi accord de maille. L'énergie de la transition fondamentale pour cet échantillon est de 227 meV, en bon accord avec la valeur théorique (219 meV).

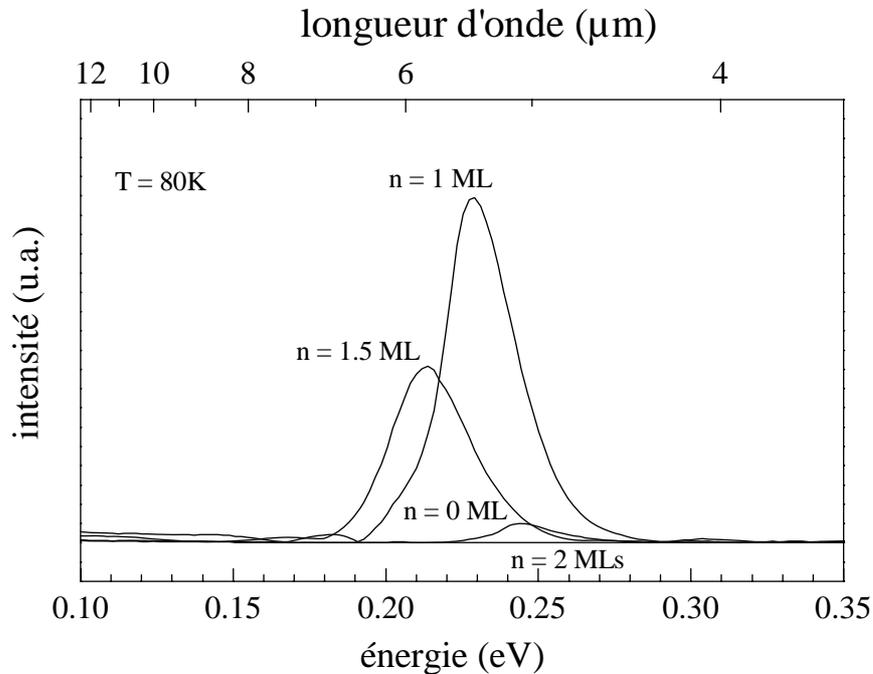


FIGURE 2.26. spectres de photoluminescences réalisés à 80 K sur les SR GaSb (10 MC) / InSb (n MC) / InAs (10 MC) avec n prenant respectivement les valeurs 0, 1, 1.5, 2 MC.

Le problème de l'accord de maille étant à priori résolu, nous avons décidé d'épitaxier un SR de 300 périodes, environ 2 μm, afin de vérifier qu'il était possible de réaliser une zone d'absorption relativement épaisse par cette méthode. Le spectre de DDX de l'échantillon obtenu est présenté sur la Figure 2.27.

La mesure de l'écart entre les pics satellites donne une période de 63.56 Å, pour une épaisseur visée de 64 Å, et le FWHM du pic d'ordre 1 est de 57 arcsec, soit environ 2 fois plus importante que dans le cas d'échantillons plus minces. Enfin, le désaccord de paramètre de maille de ce SR est de -0.03%. On peut également distinguer d'autres pics superposés à la superstructure principale, signature d'une variation du flux des éléments V au cours du temps. Ce relatif manque de stabilité, est sans doute également à l'origine de l'élargissement de la largeur à mi-hauteur du pic d'ordre 1.

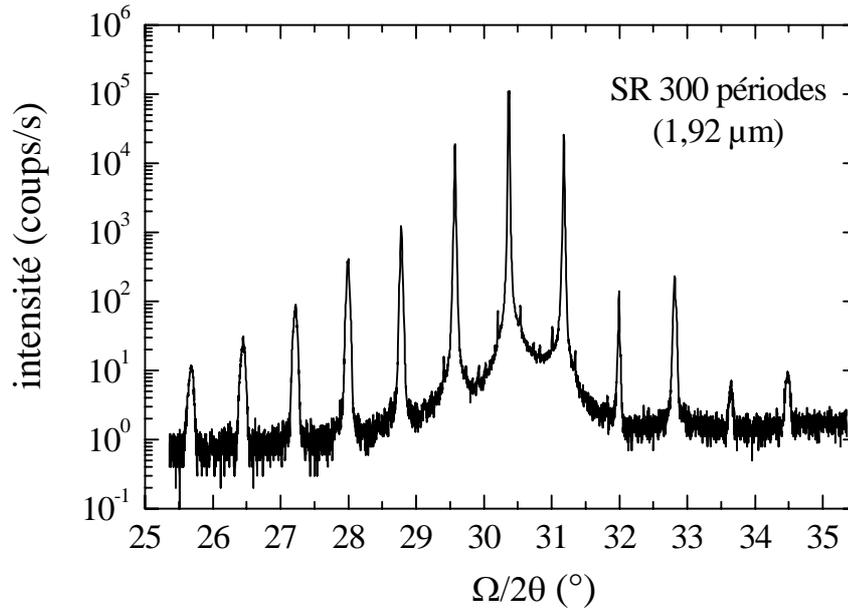


FIGURE 2.27. spectre de diffraction de rayons X obtenu avec un SR de 300 périodes GaSb (10 MC) / InSb (1 MC) / InAs (10MC).

En résumé, l'insertion d'une MC d'InSb par période permet d'obtenir un SR quasi-accordé sur GaSb, permettant la croissance de structures épaisses nécessaires pour une détection optimale. De plus les propriétés structurales sont significativement améliorées par rapport à l'échantillon de référence.

2.3.d) Influence de la température de croissance

Globalement, les températures de croissance reportées dans diverses publications sont proches de 400°C , cependant certains auteurs utilisent des températures différentes; 430°C par exemple pour Renard et al. [Renard 2003]. Il était donc nécessaire de vérifier que la valeur de 400°C était effectivement adaptée à la séquence d'ouverture et de fermeture des caches utilisée. Une série de quatre SR à contrainte compensée a été épitaxiée, toujours dans les mêmes conditions et le même jour, avec comme paramètre variable la température du substrat. Les températures choisies sont 360 , 390 , 420 et 450°C . L'analyse DDX de ces échantillons, révèle un accord de maille constant entre les quatre SR; cependant, une augmentation très nette de la

largeur à mi-hauteur du premier pic satellite est visible pour ceux épitaxiés à 420 et surtout à 450 °C (Figure 2.28).

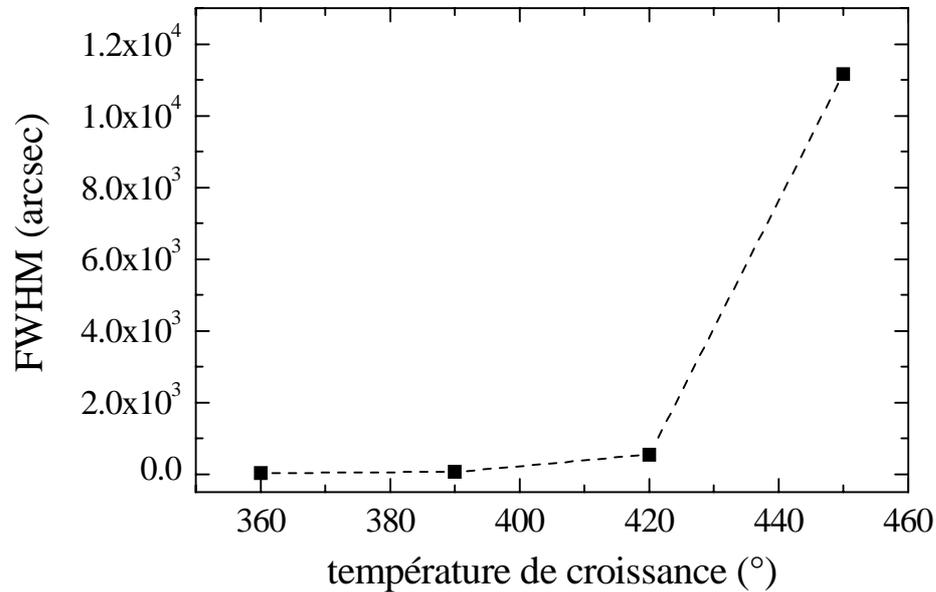


FIGURE 2.28. évolution de la largeur à mi-hauteur du pic satellite DDX d'ordre 1 du SR pour différentes températures de croissance.

Des mesures de photoluminescence ont été réalisées sur ces échantillons à 80 K. L'échantillon réalisé à 450 °C n'a donné aucun signal exploitable, tandis que les trois autres spectres montrent un pic à 229 meV, très proche de la valeur relevée lors de la série précédente. Le résultat, présenté sur la Figure 2.29, indique une variation importante de l'intensité du pic d'émission, avec un maximum dans le cas du SR épitaxié à 390 °C, avec un signal au moins vingt fois supérieur aux autres.

En conclusion, une dégradation de la qualité de la croissance est observée pour les SR épitaxiés à 420 et 450 °C, et la température idéale semble effectivement être proche de 400 °C. Cela peut être interprété d'une part par la nécessité d'avoir une température suffisamment basse pour épitaxier correctement chacun des binaires et leurs interfaces, mais d'autre part par la présence d'arrêts de croissance sans flux incident d'éléments V, pouvant conduire à une dégradation de la surface à des températures trop élevées.

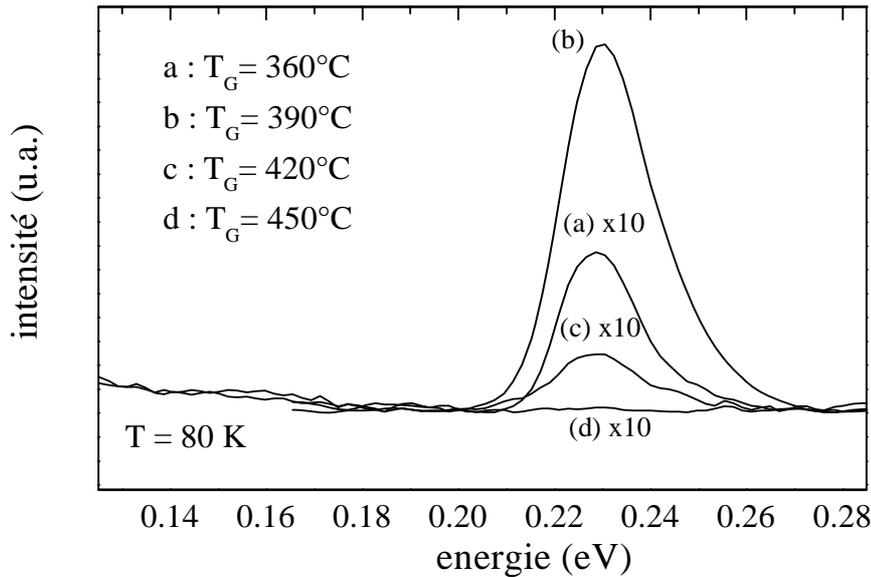


FIGURE 2.29. spectres de photoluminescence réalisés à 80 K sur les SR GaSb (10 MC) / InSb (1 MC) / InAs (10 MC) à différentes températures de croissance (T_G).

2.3.e) Influence des pressions partielles d'éléments V

Comme indiqué précédemment, la maîtrise des pressions partielles d'Antimoine et d'Arsenic constitue un point important du processus de croissance des SR. Afin d'évaluer et de contrôler le rôle de chacun d'entre eux, nous avons réalisé deux séries de trois SR chacune, l'une à une pression partielle d'Antimoine constant, l'autre à une pression partielle d'Arsenic constant. La période utilisée est identique à celle décrite précédemment, et la température de croissance est 390°C . Les résultats de désaccord de paramètre de maille en fonction des pressions partielles respectives sont présentés Figure 2.30.

On note tout d'abord que le fait d'augmenter la pression partielle d'Antimoine augmente positivement le $\Delta a/a$, et négativement lorsqu'on augmente la pression partielle d'Arsenic. Ce résultat confirme que l'excès d'éléments V se retrouve dans les couches voisines, soit par diffusion dans la couche supérieure, soit par échanges d'atomes avec la couche inférieure, et fait apparaître clairement la difficulté d'obtenir des interfaces abruptes, entre des binaires "purs", c'est-à-dire non pollués par les

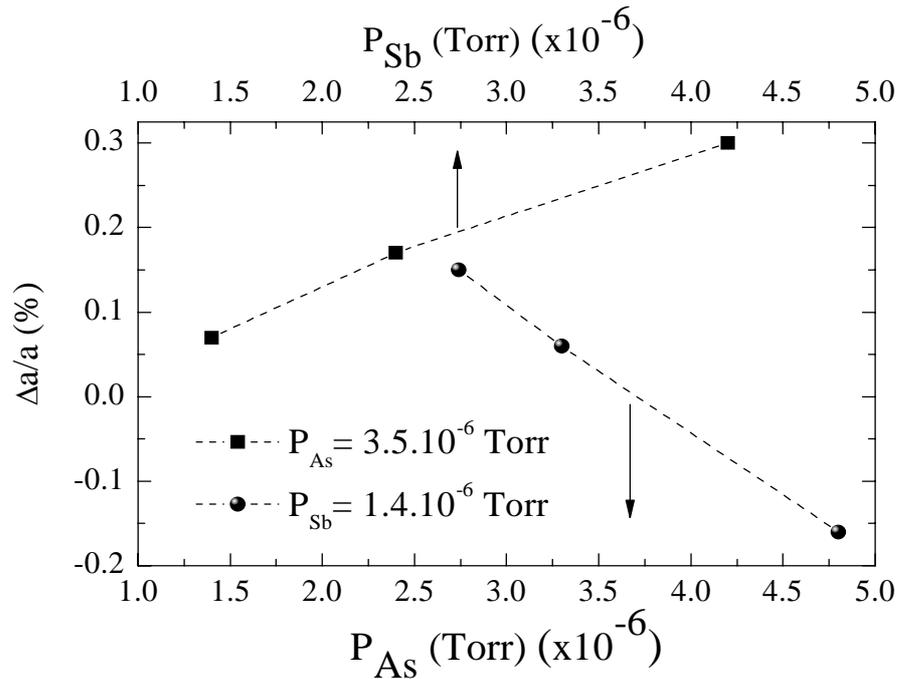


FIGURE 2.30. évolution du désaccord moyen de paramètre de maille du SR avec le substrat GaSb pour différentes pressions partielles d'éléments V.

binaires voisins. On a en fait, une compensation, c'est-à-dire que le désaccord de paramètre de maille positif dû à l'Antimoine présent dans InAs est équivalent à celui -négatif- dû à l'Arsenic présent dans GaSb. Le couple de pression d'Arsenic et d'Antimoine donnant l'accord de maille n'est donc pas unique et, faute de moyens de caractérisation supplémentaires, il est nécessaire d'en choisir un. Nous nous sommes basés sur les courbes de la Figure 2.30 pour choisir ce couple: $P_{As} = 3.7.10^{-6}$ Torr, $P_{Sb} = 1.4.10^{-6}$ Torr. De plus, on peut voir sur ces courbes que la variation du $\Delta a/a$ avec la pression partielle d'Arsenic est un peu moins de deux fois plus rapide qu'avec la pression d'Antimoine, ce qui s'explique sans doute par le fait que l'Arsenic est plus "agressif" envers les couches de GaSb que l'Antimoine envers les couches d'InAs.

2.3.f) Influence de la période

Comme nous l'avons vu précédemment, le nombre de MC de chaque binaire influe directement sur la disposition des minibandes, et particulièrement sur l'énergie de transition fondamentale. La modélisation étant effectuée (cf. § 2.1.a), et en adéquation avec les données de la littérature, il est apparu intéressant de comparer ces données avec des couches de période $\text{GaSb}_N / \text{InAs}_N$ épitaxiées dans les conditions standard que nous nous sommes fixées sans compensation de la contrainte. Pour cela, nous avons réalisé une série de quatre SR de 100 périodes composées de $\text{GaSb}(N) / \text{InAs}(N)$ avec N successivement égal à 5, 8, 10, 15 MC. La séquence de cache utilisée est la même que précédemment (Figure 2.20), à l'exception de la couche d'InSb. La couche de GaSb est épitaxiée directement après la pause permettant la fermeture des vannes pointeaux. Afin de localiser précisément l'énergie de la transition fondamentale, nous avons effectué des spectres de photoluminescence à 80 K sur ces échantillons. Le résultat de ces mesures est présenté Figure 2.31.

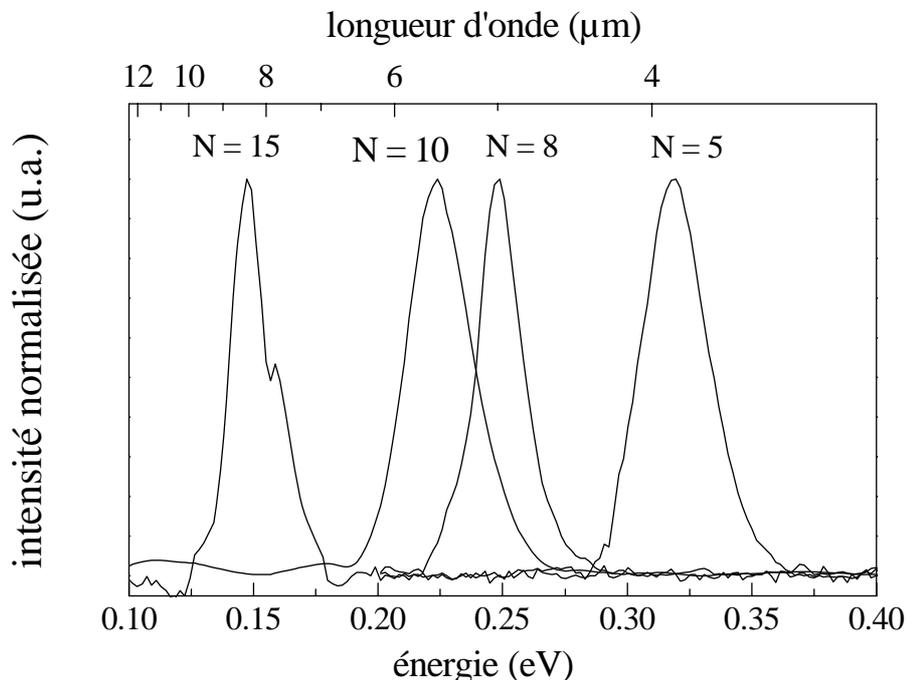


FIGURE 2.31. *spectres normalisés de photoluminescence à 80 K des SR GaSb (N MC) / InAs (N MC) pour N = 5, 8, 10, 15.*

Comme attendu, la position du pic est largement dépendante de la composition de la

période, avec une transition comprise entre 0.32 eV pour 5 MC de GaSb/ 5 MC d'InAs, et 0.147 eV pour 15 MC de GaSb/ 15 MC d'InAs.

Pour $N = 15$ MC, les creux observés sont dus à l'absorption de l'atmosphère; de même pour $N = 8$ MC, le creux autour de 0.28 eV provient de l'absorption du CO_2 . Les largeurs à mi-hauteur sont de l'ordre de 27 meV pour tous les spectres en tenant compte de ces absorptions.

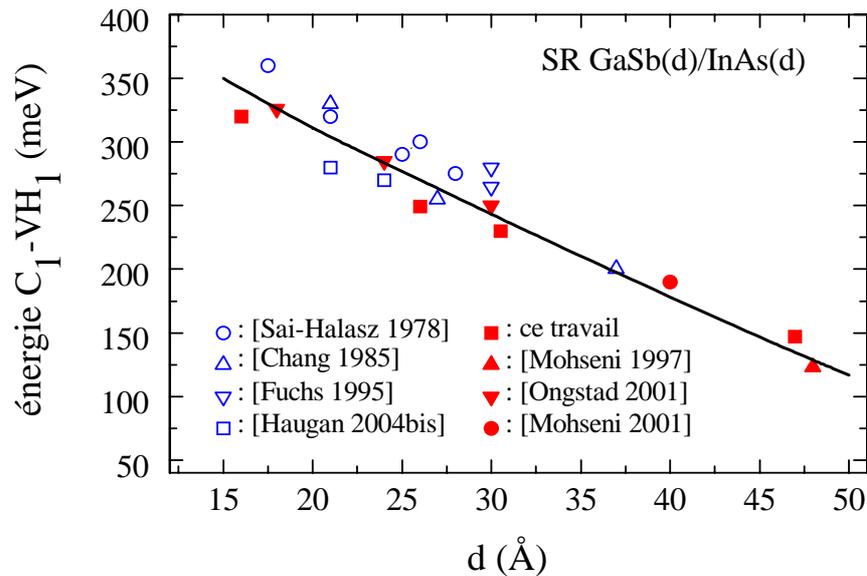


FIGURE 2.32. comparaison entre la position des transitions fondamentales CIV1 déduites des spectres de photoluminescence, celles données par la simulation (en trait plein) et des valeurs trouvées dans la littérature.

Nous avons reporté sur la Figure 2.32 la position des pics de photoluminescence présentés Figure 2.31, afin de les comparer avec les valeurs rapportées par divers auteurs, ainsi qu'avec la simulation effectuée grâce au modèle prenant en compte un potentiel de perturbation aux interfaces (§ 2.1.a). Il apparaît globalement un très bon accord entre toutes ces valeurs, confirmant que les couches réalisées correspondent bien à celles attendues. D'autre part, cette figure permet de percevoir clairement l'intérêt de la méthode de simulation que nous avons choisie.

2.3.g) Calibrations

Au vu des résultats précédents et afin de disposer du maximum de reproductibilité entre les différentes campagnes de croissance des structures, nous avons défini un protocole de calibration à appliquer avant chacune d'entre elles. La difficulté majeure provient de la mesure de la pression partielle d'Arsenic, qui contrairement au cas de l'Antimoine est peu fiable, en raison de la nature extrêmement volatile de ce composé. Les vitesses des éléments III sont fixées grâce aux oscillations RHEED avec une précision de 0.01 MC/s environ (2% d'erreur), sur un échantillon de test réservé à cet effet. La pression partielle d'Antimoine, pour sa part, est mesurée directement par la jauge de flux; la précision sur cette mesure étant de l'ordre de la pression résiduelle à l'intérieur du bâti, soit environ 1.10^{-8} Torr (0.7% d'erreur). La méthode retenue consiste ensuite à trouver une ouverture de vanne correspondant à peu-près à une pression partielle de $3.7.10^{-6}$ Torr, puis d'épitaxier une série de trois échantillons relativement peu épais (50 périodes) avec pour chacun d'entre eux une ouverture de vanne différente, et proche de celle déterminée précédemment. Le désaccord moyen de paramètre de maille est déterminé grâce aux spectres de DDX pour chacun d'eux, ce qui permet d'établir une courbe de $\Delta a/a$ en fonction de l'ouverture de vanne similaire à celle de la Figure 2.30, à partir de laquelle on évalue l'ouverture nécessaire à la compensation de la contrainte.

2.4 Mesures de dopage et de mobilité

Un des paramètres clés d'un détecteur est le dopage de la zone d'absorption. Celui-ci conditionne en effet en grande partie les performances par l'intermédiaire du courant d'obscurité, la plupart des mécanismes de génération et recombinaison non radiatifs étant largement liés au nombre de porteurs. Nous avons choisi pour étudier les propriétés électriques des couches épitaxiées (conductivité, concentration en porteurs et mobilité des porteurs) de réaliser un SR sur un substrat de GaAs semi-

isolant. Celui-ci est désoxydé à 600 °C durant un quart d'heure, puis un buffer de GaAs est déposé à la même température pour lisser la surface. Cette couche est non intentionnellement dopée, mais est néanmoins beaucoup moins isolante que le substrat en raison du dopage involontaire par des atomes présents dans le bâti. Enfin un SR de 300 périodes est épitaxié dans les conditions standard définies précédemment. Un exemple de spectre DDX obtenu à partir de ce type d'échantillon est présenté sur la Figure 2.33.

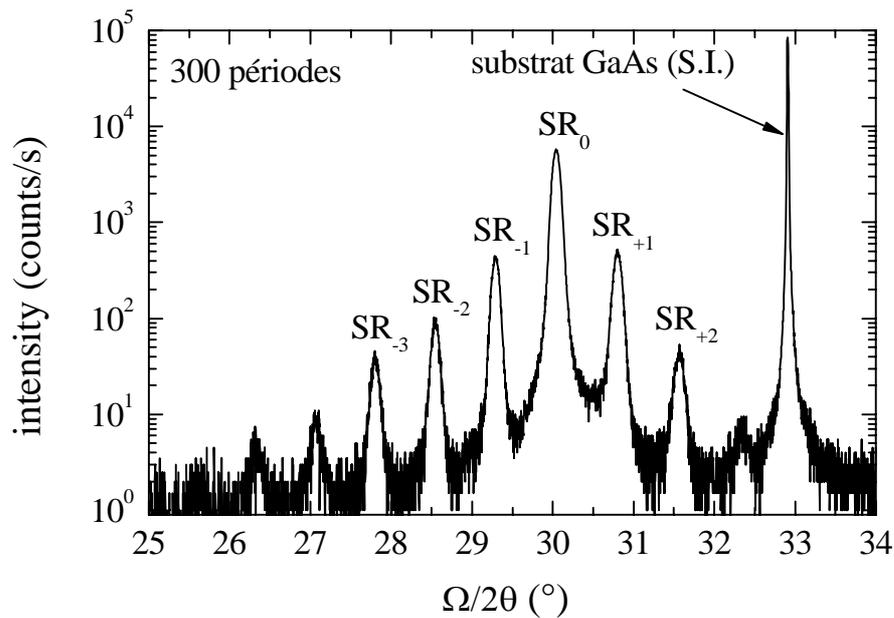


FIGURE 2.33. *spectre de diffraction des rayons X obtenu sur un SR de 300 périodes de GaSb (10 MC) / InSb (1 MC) / InAs (10 MC) épitaxié sur substrat GaAs pour l'étude de dopage.*

Le pic principal (SR_0) et les pics satellites (SR_N) sont clairement visibles à gauche du pic caractéristique du substrat GaAs. Cependant, les pics sont beaucoup plus larges (380 arcsec) et moins intenses, en comparaison avec les diagrammes de diffraction obtenus avec des substrats GaSb. Ce résultat attendu provient du désaccord entre le substrat GaAs et le SR dont le paramètre de maille moyen est équivalent à celui de GaSb. Ce désaccord, de -7.2%, provoque la relaxation du SR, ce qui dégrade la planéité des plans de croissance.

Les mesures de mobilité et de concentration en porteurs sont réalisées par effet Hall. Un échantillon de 0.5 x 0.5 mm environ est prélevé, puis contacté face avant par des soudures à l'Indium en chacun de ses coins. Les résultats obtenus entre 100 et 300 K sur l'échantillon présenté ci-dessus sont reportés Figure 2.34.

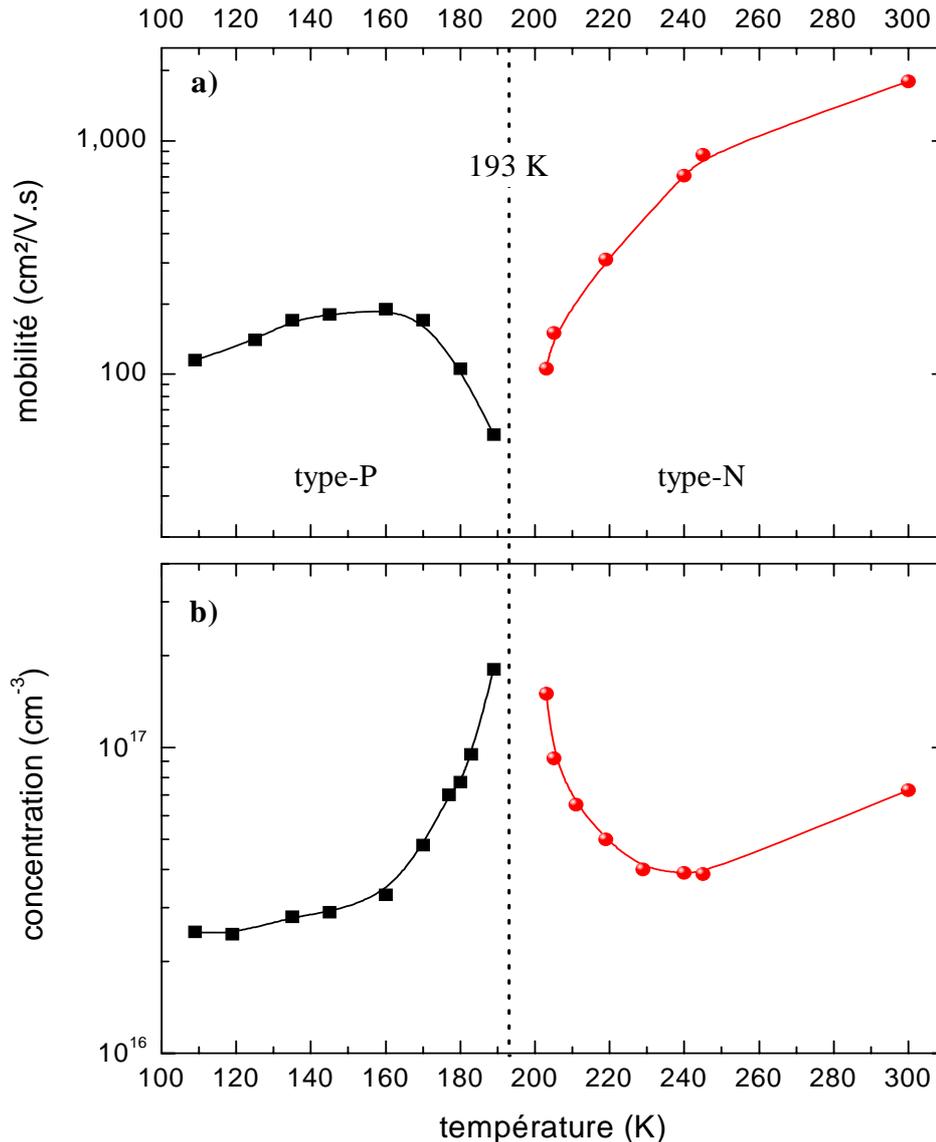


FIGURE 2.34. mesures d'effet Hall en température de la mobilité (a) et de la concentration en porteurs (b) d'un SR de 300 périodes épitaxié sur substrat GaAs (SI).

Ces mesures font apparaître un changement de type déjà observé par différents auteurs [Mosheni 1998, Haugan 2005]. Dans notre cas, le SR semble être de type p entre 100 et 190 K, puis de type n au-delà.

Les mobilités mesurées sont faibles, comprises entre 100 et 200 $\text{cm}^2/\text{V.s}$ lorsque le matériau est de type p, et augmentent à plus haute température, pour atteindre 1800 $\text{cm}^2/\text{V.s}$ à 300 K. D'autre part, la concentration en porteurs est de 2 à $3 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$ entre 100 et 160 K (type p), et de 4 à $7 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$ entre 250 et 300 K (type n). À fin de comparaison, des mesures de dopage résiduel ont été réalisées sur des couches épaisses (2 μm) de GaSb et d'InAs épitaxiées à 400°C sur des substrats de GaAs

semi-isolants. Les concentrations en porteurs mesurées à 300 K sont de $1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (type p) et de $2.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (type n) respectivement, et les mobilités à la même température sont de $595 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et de $8\,170 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ respectivement.

L'allure de ces courbes est en bon accord avec celle rapportée par Mohseni et al. [Mohseni 1998] pour un SR GaSb/InAs (16/16 MC). Cependant, le changement de type est observé aux alentours de 140 K. La concentration en porteurs est très peu dépendante de la température, et comprise entre 1.5 et $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, de même que la mobilité des porteurs qui est de l'ordre de $3\,000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. Les valeurs de concentration en porteur mesurées sur nos échantillons sont donc environ d'un facteur deux inférieures à ces résultats, pour une mobilité comparable dans les hautes températures.

Bürkle et al. [Bürkle 2000] ont, pour leur part, présenté d'excellents résultats, mesurés sur des SR $\text{Ga}_{0.75}\text{InSb}/\text{InAs}$ (5/10 MC) pour différentes températures de croissance. Entre 360 et $380 \text{ }^\circ\text{C}$, le SR est de type n à 77 K , tandis qu'il est de type p au-delà. Pour un SR épitaxié à $400 \text{ }^\circ\text{C}$, la concentration en trous est de $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 70 K .

Quelques remarques importantes sont à faire concernant ces mesures. D'une part, compte tenu du nombre important de dislocations, les mobilités mesurées sont nettement plus faibles que celles d'une couche équivalente déposée sur substrat GaSb. Par contre, la présence de ces défauts ne modifie en rien la concentration en porteurs. D'autre part, il est important de préciser qu'étant donné la configuration de la mesure (les quatre contacts sur la face avant), la mobilité mesurée est une combinaison entre la mobilité dans le plan des couches et la mobilité perpendiculaire à ce même plan. Cette dernière est à priori beaucoup moins importante car dans cette direction, le porteur croise un nombre considérable d'interfaces.

Enfin, notons que le modèle théorique utilisé ici pour le dépouillement des données ne prend en compte qu'un seul type de porteurs, ce qui ne peut convenir pour la structure à SR. En effet, alors que les mesures de Hall montrent par exemple une conduction de type n, il se peut que les trous soient tout de même plus nombreux que les électrons. Ces derniers influencent les mesures à cause de leur mobilité beaucoup plus élevée et totalement délocalisées sur tout le SR.

Les mesures fines des phénomènes de transports associées à une analyse multi-porteurs [Kim 1999] s'avèrent être complexes et constitueraient une véritable étude originale à mener, afin de comprendre l'origine du basculement apparent de type de porteurs au sein des SR InAs/GaSb.

2.5 Caractérisation optique de la zone d'absorption

Les techniques de caractérisation optique utilisées pour caractériser la zone active à SR sont la photoluminescence en température et la transmission à 80K et 300K.

2.5.a) Mesures de photoluminescence en fonction de la température

L'influence de la température sur l'intensité de photoluminescence (PL) émise est un critère de qualité pour les structures quantiques de type-II [Canedy 2003]. L'évolution du spectre de PL en fonction de la température de l'échantillon a été étudiée sur un SR GaSb/InAs/InSb (10/10/1 MC) de 150 périodes épitaxié sur substrat GaSb. La source d'excitation est une diode laser GaAs émettant à 830 nm présentant une puissance maximum de 1 W. Le faisceau laser est focalisé sur l'échantillon et le diamètre de la tache focale varie entre 40 μm et 60 μm . La luminescence émise par l'échantillon est focalisée sur l'entrée du FTIR qui traite le signal optique reçu [Rodriguez 2005b].

Les spectres de PL collectés à différentes températures sont présentés Figure 2.35.

Signature optique de la transition radiative fondamentale électron-trou, les spectres de PL font apparaître une transition énergétique inter-minibande C1-VH1 autour de 210-220 meV quasi indépendante de la température, ce qui est caractéristique des structures de type-III. Par contre l'intensité des pics de PL, qui reflète l'importance

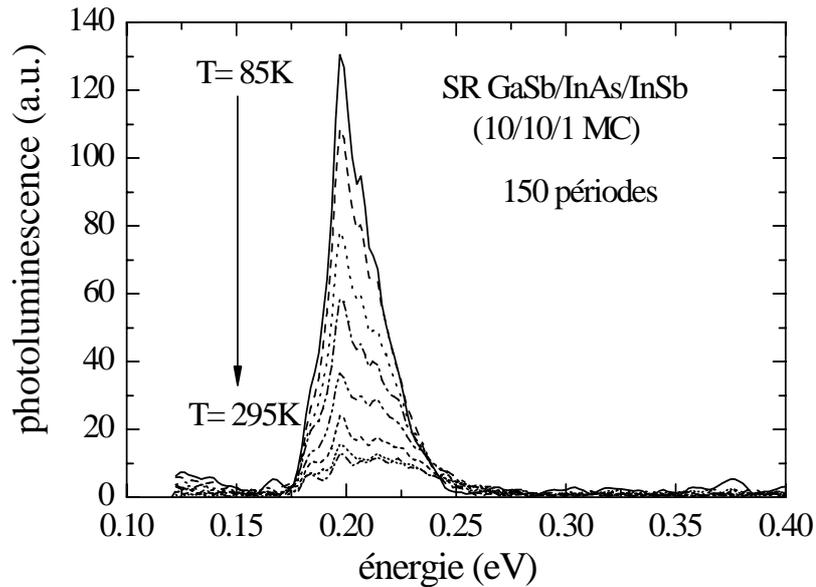


FIGURE 2.35. spectres de photoluminescence collectés à différentes températures (de 85K à 295K).

relative des processus radiatifs et non radiatifs, est dépendante de la température. À puissance laser excitatrice identique, l'intensité de la PL décroît fortement à haute température, le taux de recombinaisons non-radiatives augmentant de façon significative. Plusieurs types de mécanismes peuvent être envisagés pour décrire ces recombinaisons non efficaces. On peut penser à des mécanismes de recombinaisons Auger ou bien à des centres de recombinaisons Shockley-Read engendrés par la présence de défauts accumulés au niveau des interfaces du SR.

L'évolution en température de l'intensité de la PL intégrée et de la largeur à mi-hauteur (FWHM) est rapportée Figure 2.36.

La largeur à mi-hauteur est une grandeur physique caractéristique de la durée de vie finie de l'électron sur son état excité et des fluctuations des énergies de recombinaison électron-trou engendrées par des inhomogénéités de la période du SR. A basse température (100 K), les valeurs du FWHM (~ 25 meV) sont comparables à celles rapportés par [Canedy 2003] sur des structures "W" InAs/GaSb ou [Ongstad 2001] sur des SR InAs/GaSb. Une dépendance quasi-linéaire du FWHM du pic de PL avec la température confirme la très bonne qualité cristalline du SR.

D'autre part, la variation de l'intégrale I de l'intensité peut être décrite par [Ongstad 2001]:

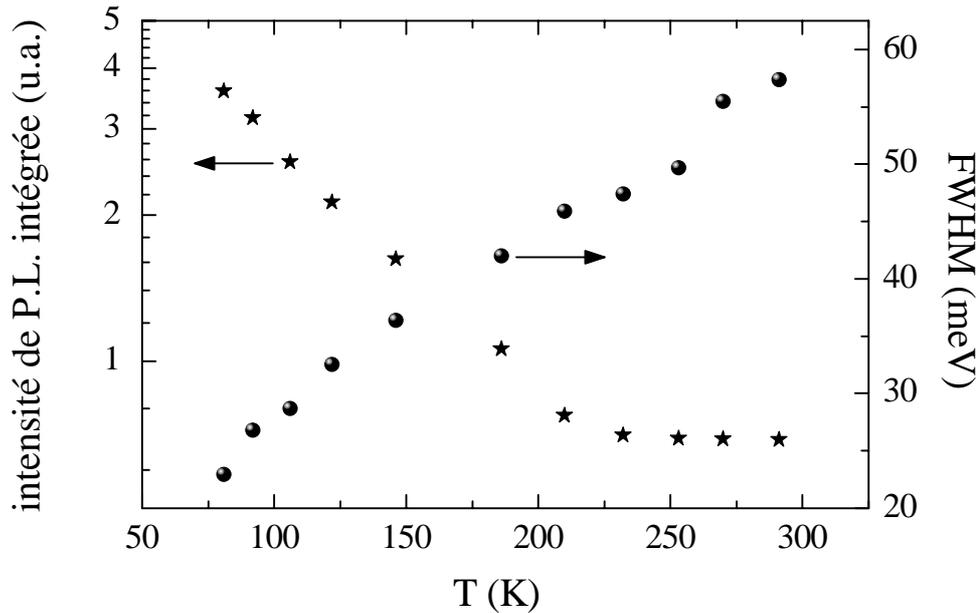


FIGURE 2.36. évolution de l'intensité de photoluminescence intégrée sur tout le spectre, et de la largeur à mi-hauteur du pic en fonction de la température du SR.

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.9.)$$

où T est la température de l'échantillon, et T_0 une température caractéristique associée. Il apparaît deux comportements bien distincts représentés par deux températures caractéristiques avant et après 210 K. T_0 vaut 71 K entre 80 K et 210 K, et 30 K au-delà. La première valeur, bien que nettement inférieure à celle rapportée dans [Wei 2003] c'est-à-dire 245 K pour un SR GaSb/InAs (10/6 MC), est tout à fait comparable à celles rapportées dans [Ongstad 2001] soit 55 K pour un SR GaSb/InAs (8/8 MC) et 63 K pour (8/12 MC).

La décroissance de l'intensité de PL entre 80 K et 210 K suggère la présence de mécanismes de recombinaisons non radiatifs sur des défauts, dominant largement la durée de vie excitonique. Dans cette gamme de températures, l'intensité de PL est divisée par 5. Au-delà de 210 K, l'intensité de PL est quasiment constante en fonction de la température. Ce changement de comportement peut être corrélé au changement de type observé précédemment ou bien attribué à l'apparition de processus non radiatifs activés thermiquement.

2.5.b) Mesures de transmission à 80 K et 300 K [Rodriguez 2005c]

Les mesures de transmission s'effectuent par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) grâce à une source IR et un détecteur interne. Une mesure de référence est réalisée au préalable, sans échantillon, permettant de déterminer le spectre de la source vu du détecteur, après absorption de l'atmosphère sur le trajet optique. Cette mesure permet de s'affranchir des grandeurs propres à l'équipement par la suite. Une autre valeur dont il faut s'affranchir est la transmission du substrat. En effet, le faisceau traverse celui-ci avant de traverser le SR, et une partie de celui-ci, qu'il est nécessaire de connaître, est ainsi filtré. Pour cela une mesure de transmission en incidence normale du substrat nu est effectuée, différents résultats sont reportés sur la Figure 2.37.

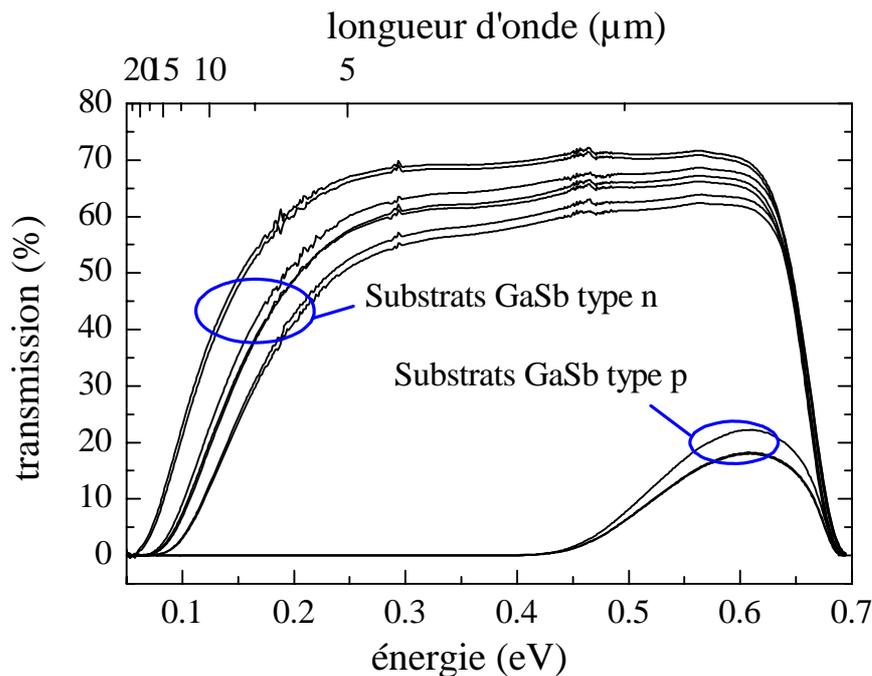


FIGURE 2.37. spectres de transmission de substrat GaSb mesurés à température ambiante pour différents dopages. Les substrats n sont dopés Te (entre 1.10^{17} et $9.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) tandis que les substrats p sont dopés Zn (entre 1.10^{18} et $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

On peut voir que la fenêtre de transmission du substrat dépend de son type: le GaSb p ne transmet aucune lumière au-delà de 3 μm environ, tandis que le GaSb n transmet presque intégralement celle-ci entre 2 et 5 μm (les 30% de pertes étant dûes aux

réflexions en surface), et ne devient opaque qu'aux alentours de 10 μm . Il est donc apparu évident que pour cette étude, il est nécessaire d'épitaxier les SR sur un substrat de type n. De plus, il est impossible de réaliser un éclairage par la face arrière des détecteurs lorsque le substrat est de type p, tandis que cela reste possible pour un détecteur MWIR avec un substrat de type n.

Une fois cette précaution prise, la mesure en incidence normale sur l'échantillon peut-être effectuée. Un exemple de résultat est présenté sur la Figure 2.38, où l'on peut voir les courbes de transmission du substrat, et du substrat avec SR réalisées à 300K.

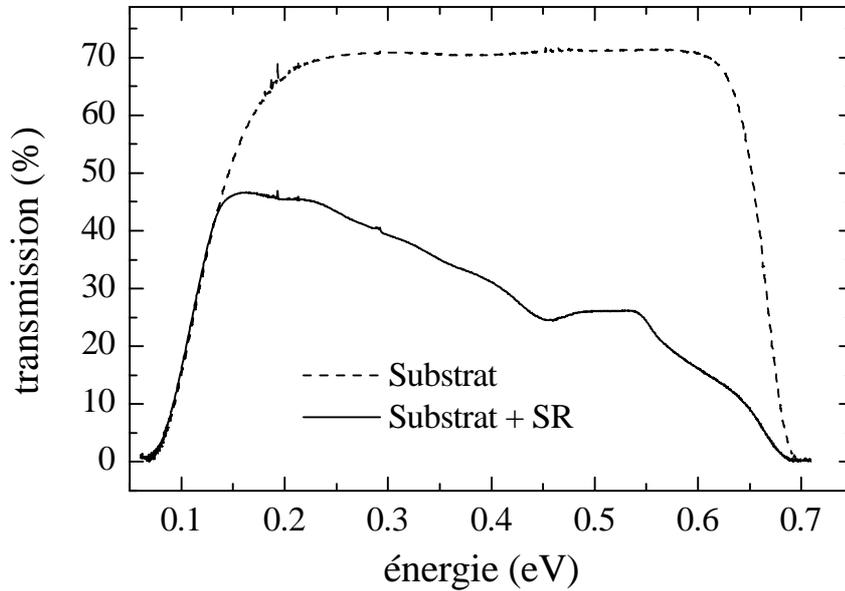


FIGURE 2.38. spectres de transmission du substrat GaSb type n et du même substrat avec le SR.

Connaissant l'épaisseur d du SR, nous pouvons en déduire le coefficient d'absorption α en cm^{-1} , grâce à la loi de Beer-Lambert:

$$I(h\nu) = I_0(h\nu) \cdot e^{-(\alpha(h\nu) \cdot d)} \quad (2.10.)$$

d'où:

$$\alpha(h\nu) = \frac{1}{d} \cdot \ln\left(1 - \frac{I_0(h\nu) - I(h\nu)}{I_0(h\nu)}\right) \quad (2.11.)$$

où I_0 est l'intensité de lumière incidente sur le SR, c'est-à-dire l'intensité de lumière transmise par le substrat; I est l'intensité de lumière transmise par le SR.

L'un des résultats obtenus sur nos échantillons à SR InAs/InSb/GaSb (10/1/10 MC) est présenté Figure 2.39, où nous avons placé les transitions optiques calculées au paragraphe 2.1: C_1VH_1 , C_1VL_1 , C_1VH_2 et C_1VH_3 . Ces mesures ont été obtenues en mode TE (polarisation de l'onde lumineuse parallèle au plan des couches) c'est-à-dire en incidence normale à la surface de l'échantillon. Dans cette configuration et compte tenu des valeurs de l'élément de matrice dipolaire [Bastard 1988], les transitions optiques mettant en jeu la bande de trous lourds sont trois fois plus probables que les transitions de trous légers. Les fronts d'absorption observés autour de 0.22 et 0.4 eV correspondent bien aux valeurs calculées des transitions C_1VH_1 et C_1VH_2 respectivement, tandis que la valeur de C_1VH_3 calculée semble surévaluée de 100 meV environ. Enfin, la transition C_1VL_1 n'apparaît pas clairement sur nos mesures.

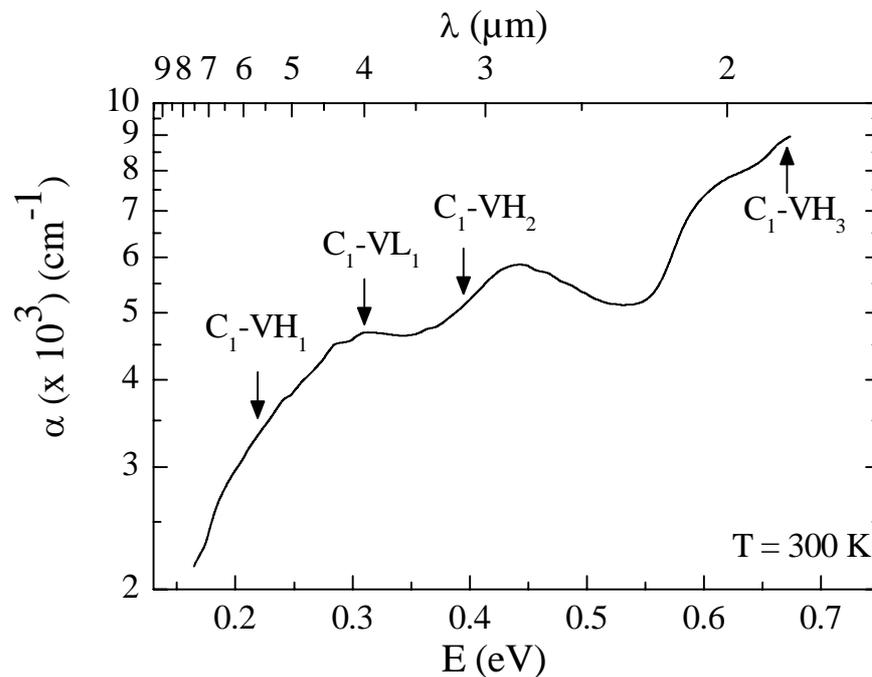


FIGURE 2.39. coefficient d'absorption mesuré à 300 K sur un SR GaSb/InAs/InSb (10/10/1 MC), et comparaison avec les valeurs de transition optique simulée.

Le coefficient d'absorption mesuré sur ces structures est compris entre $5\ 500\ \text{cm}^{-1}$ à $3\ \mu\text{m}$ et $3\ 800\ \text{cm}^{-1}$ à $5\ \mu\text{m}$. Ces valeurs expérimentales sont du même ordre de grandeur que celles rapportées par Shaw et al. [Shaw 2001], donnant un α compris entre 2

000 et 3 000 cm^{-1} dans la même gamme spectrale, pour un SR $\text{Ga}_{0.75}\text{InSb}/\text{InAs}$ (8/8 MC) ayant une transition fondamentale de 187 meV.

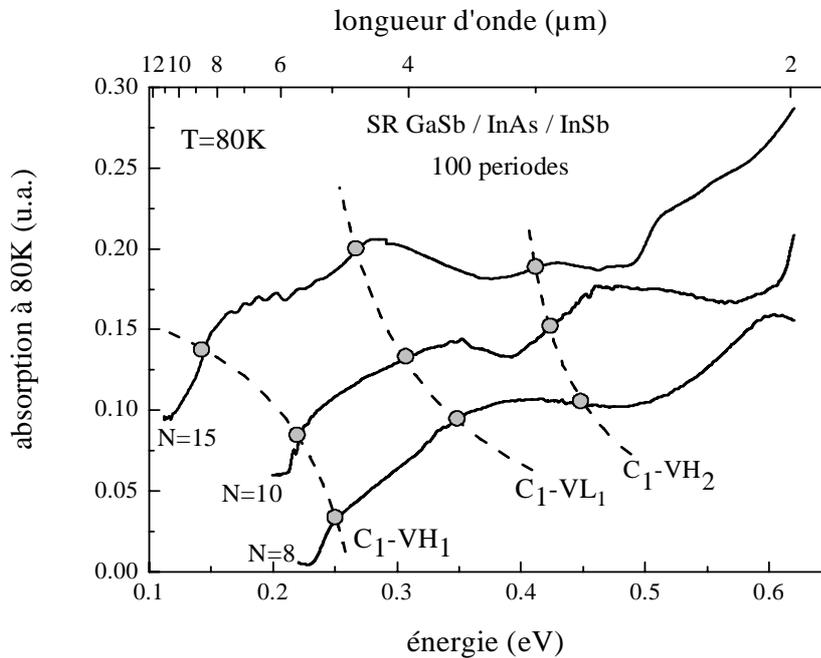


FIGURE 2.40. *spectres d'absorption, collectés à 80K, de SR $\text{GaSb}_{(N)}/\text{InAs}_{(N)}/\text{InSb}_{(1MC)}$ avec $N=15, 10$ et 8 MC. Les cercles représentent les positions des transitions optiques calculées tandis que les tirets sont des guides pour les yeux.*

A titre de comparaison, le α de l'InSb à la même température est compris entre 3 700 et 9 400 cm^{-1} pour la même gamme de longueurs d'onde [Gobeli 1960]. Notre structure a donc une capacité d'absorption moins importante autour de 3 μm , mais comparable lorsqu'on se rapproche de 5 μm . Des mesures de transmission ont été réalisées à 80K [Haywood 2005] sur des SR $\text{GaSb}(N)/\text{InAs}(N)/\text{InSb}(1 \text{ MC})$ avec $N = 15$ MC, 10 MC et 8 MC. Ces structures présentent toutes une insertion de 1 MC d'InSb afin de compenser totalement ou partiellement les contraintes. Les spectres d'absorption sont présentés Figure 2.40. Ces spectres, qui ont été séparés verticalement pour des raisons de clarté, présentent des transitions optiques clairement identifiables, en bon accord avec les positions des transitions inter-minibandes calculées. Enfin, l'épaisseur théorique de zone absorbante nécessaire est communément de l'ordre de $1/\alpha$ (63% d'absorption), soit entre 1.8 et 2.6 μm . Nous avons donc réalisé la croissance de SR InAs/InSb/GaSb épais (300 et 400 périodes) compensés (10/1/10 MC). Dans la Figure 2.41, nous comparons les coefficients d'absorptions

des différentes structures déduits des mesures de transmission réalisées sur les différents échantillons. Ces SR, d'épaisseurs comprises entre 0.32 pour 50 périodes et 2.56 μm pour 400 périodes, présentent une bonne homogénéité des résultats aussi bien concernant la position des bords d'absorption que concernant la valeur des coefficients d'absorption. Cette observation confirme le maintien des propriétés optiques pour des épaisseurs importantes, ainsi qu'une bonne reproductibilité des croissances.

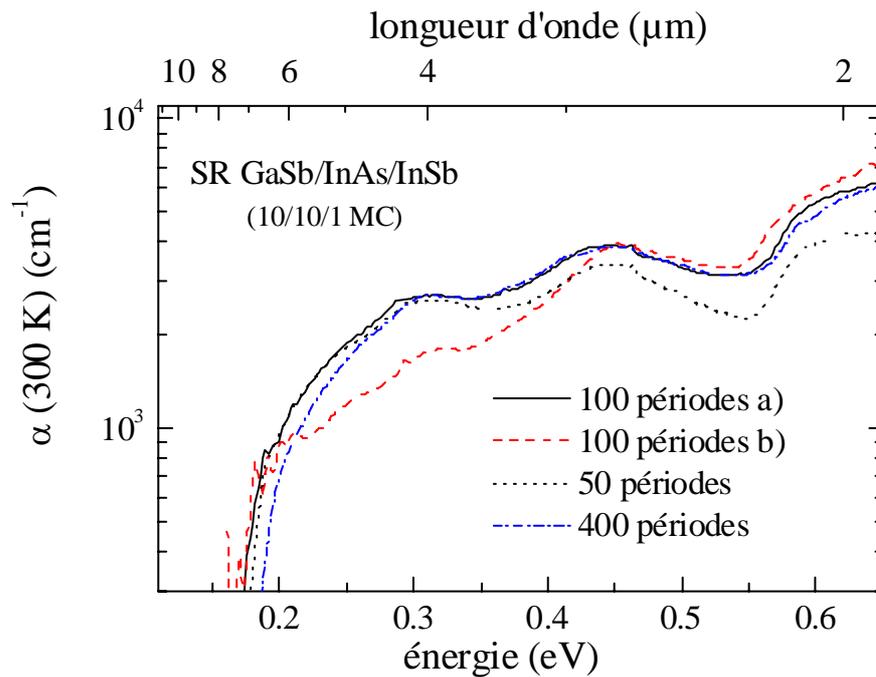


FIGURE 2.41. coefficient d'absorption mesuré sur des SR GaSb/InAs/InSb (10/10/1 MC) de différentes épaisseurs: 50, 100 et 400 périodes (0.32, 0.64 et 2.56 μm respectivement)

2.6 Conclusion Chapitre 2

Nous avons présenté dans ce chapitre l'étude menée sur le choix, la réalisation par EJM sur substrat GaSb puis la caractérisation structurale et optique de SR symétriques InAs/GaSb accordés.

Dans une première partie, nous avons justifié le choix de la période du SR par une modélisation des états électroniques dans la structure quantique. Pour une détection théorique autour de $5\mu\text{m}$ à température ambiante, le SR est constitué d'une période InAs(10 MC) / InSb(1 MC) / GaSb(10 MC) où la présence d'une monocouche (MC) d'InSb permet de compenser les contraintes en tension de l'InAs sur le GaSb.

Ensuite, nous avons pas à pas étudié les paramètres de croissance afin de réaliser l'épitaxie du SR accordé en paramètre de maille sur le substrat GaSb. L'optimisation des conditions de croissance (gestion des interfaces InAs-GaSb, influence de la température de croissance et des flux d'éléments V), a permis la réalisation de SR de bonne qualité cristallographique. Les caractérisations optiques effectuées sur le SR InAs(10 MC) / InSb(1 MC) / GaSb(10 MC), de 150 périodes pour une épaisseur totale de $0.96\mu\text{m}$, ont montré une longueur d'onde de coupure autour de $5.5\mu\text{m}$ à 300 K et un coefficient d'absorption compris entre 3800 et 5500 cm^{-1} dans la gamme $3\text{-}5\mu\text{m}$. En complément, nous avons démontré que la maîtrise de la croissance sur les structures compensées permettait la fabrication de structures épaisses de plusieurs centaines de périodes (jusqu'à 400 périodes) sans en altérer la qualité des propriétés optiques.

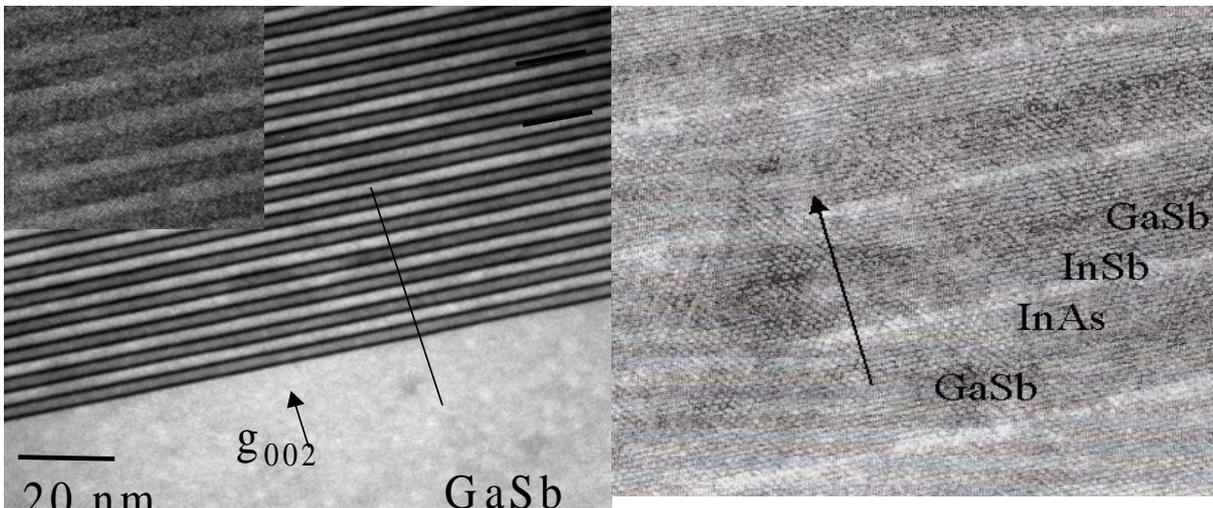


FIGURE 2.42. images TEM montrant les périodes du SR GaSb/InAs/InSb [Trampert 2005].

Pour illustrer la qualité structurale des structures à SR de 150 périodes, nous présentons Figure 2.42 des images obtenues par microscopie TEM [Trampert 2005] où l'on

peut observer aisément des interfaces de croissance planes et régulières ainsi que la présence de la monocouche d'InSb insérée à l'interface GaSb sur InAs.

~

Chapitre 3

~

Chapitre 3 - Étude des photodiodes à superréseaux GaSb/InAs

Ce chapitre présente la modélisation, la fabrication et la caractérisation de photodiodes à superréseaux InAs/GaSb pour un fonctionnement à température ambiante (300 K).

La modélisation a été réalisée avec l'aide d'Yvan Cuminal. Elle effectue la résolution couplée des équations de Poisson et de continuité des courants par une approche du type éléments finis. La fabrication des composants a été réalisée à l'Atelier de Micro-électronique de l'UMII (ATEMI) avec l'aide d'Isabelle Salesse et de Jean Lyonnet. Des photodiodes à géométrie mesa et des diodes aveugles ont ainsi été élaborées.

Les résultats de caractérisation de ces composants (courant inverse, produit R_0A , réponse spectrale) sont ensuite comparés aux prévisions théoriques ainsi qu'aux données de la littérature

3.1 Modélisation de structures p-i-n

L'objectif de la modélisation des structures photodéetectrices est double. Celle-ci permet en premier lieu de simuler et d'évaluer les performances théoriques du com-

posant à température ambiante. A ce titre nous calculerons, le produit R_0A et le rendement quantique pour aboutir à la détectivité spécifique D^* . La modélisation est aussi un support pour aider à la compréhension et à l'interprétation des caractérisations des photodétecteurs fabriqués, caractérisations que nous présenterons par la suite.

3.1.a) Principe de la modélisation

La modélisation présentée dans ce chapitre a été effectuée en collaboration avec Yvan Cuminal de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand. Cette modélisation est basée sur la résolution couplée de l'équation de Poisson (3.1), des équations de continuité, respectivement équations (3.2) et (3.3) et des équations de continuité sous éclairage (équations (3.7) et (3.8)). Afin de simplifier les calculs, nous considérons dans toute cette étude que les densités d'état sont constantes.

Cette résolution est effectuée par la méthode des éléments finis à partir d'un modèle multi-physique (module électrostatique et module de diffusion du logiciel FEMLAB). Le principal intérêt de ce type de méthode est de pouvoir tenir compte des facteurs géométriques des composants étudiés grâce à une résolution spatiale des équations. En ce qui concerne cette étude, nous nous sommes limités à évaluer l'influence de la largeur de zone active et de son dopage sur la réponse du composant mais on pourrait facilement à partir de ce modèle envisager d'étudier les caractéristiques des photodétecteurs en fonction d'autres paramètres géométriques tels que par exemple la taille des mesa ou la largeur des contacts.

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{\nabla} \Psi) = q \cdot (p - n + N) \quad (3.1)$$

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = -q \cdot R_{SRH} \quad (3.2)$$

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = q \cdot R_{SRH} \quad (3.3)$$

avec Ψ potentiel électrostatique, q charge élémentaire, p et n respectivement densité de trous et d'électrons. N représente les charges fixes associées aux accepteurs et donneurs ionisés.

Dans ces expressions, les densités de courant et de trous peuvent être exprimées comme la somme du courant de conduction et du courant de diffusion pour les électrons et pour les trous:

$$\vec{J}_n = -\left(q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{\nabla}\Psi + q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla}n\right) \quad (3.4.)$$

$$\vec{J}_{np} = -\left(q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{\nabla}\Psi + q \cdot D_p \cdot \vec{\nabla}p\right) \quad (3.5.)$$

où μ_n et μ_p sont les mobilités des porteurs, D_n et D_p les coefficients de diffusions. Le terme R_{SRH} représente le taux de recombinaison de Shockley-Read-Hall sur centre profond. Dans le cas de niveaux pièges au milieu du gap, R_{SRH} s'écrit:

$$R_{SRH} = \frac{n \cdot p}{\tau_p \cdot (n + n_1) + \tau_n \cdot (p + p_1)} \quad (3.6.)$$

avec τ_n et τ_p durées de vie des électrons et des trous respectivement, n_i concentration intrinsèque de porteurs. n_1 et p_1 sont des paramètres relatifs au niveau énergétique du piège considéré. Nous considérerons ici que les niveaux recombinants sont au milieu du gap, auquel cas $n_1 = p_1 = n_i$.

Afin de tenir compte de la génération de porteur due à l'éclairement du photo-détecteur, il faut également tenir compte de la génération recombinaison de photo porteurs, ce qui nous amène à résoudre également l'équation de continuité sous éclairement pour les électrons et pour les trous:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{op}(z) - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n \quad (3.7.)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{op}(z) - \frac{\Delta p}{\tau_p} + \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p \quad (3.8.)$$

où les densités de courant J_n et de trous J_p sont données par les équations (3.4) et (3.5) précédentes. Dans cette équation, $G_{op}(z)$ est le taux de génération optique donné par:

$$G_{op}(z) = \alpha \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (3.9.)$$

$$\Delta n = n - n_0 \quad \text{et} \quad \Delta p = p - p_0$$

avec Φ_0 flux de photons transmis à la surface du composant ($z = 0$), n_0 et p_0 étant la densité de porteurs à l'équilibre et α coefficient d'absorption du matériau considéré. On supposera dans cette modélisation que le coefficient de réflexion de la surface du composant est égale à 0%.

Dans l'hypothèse où le régime stationnaire est atteint $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0$, les équations (3.7) et (3.8) deviennent alors:

$$-\frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} J_n = G_{op}(z) - \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (3.10.)$$

$$\frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} J_p = G_{op}(z) - \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (3.11.)$$

$$(3.12.)$$

Conditions aux limites:

Comme avec toutes les méthodes numériques de résolutions d'équations différentielles (à fortiori lorsqu'elles sont couplées), il est important de bien définir les conditions aux limites utilisées. Pour les frontières loin des zones actives du composant, les composantes normales du champ électrique et de la densité de porteurs sont nulles. On peut donc décrire ces quantités avec les conditions aux limites de Neumann:

$$\vec{N}_\perp \cdot \vec{\nabla} \Psi = 0 \quad (3.13.)$$

$$\vec{N}_\perp \cdot \vec{\nabla} J_n = 0 \quad (3.14.)$$

$$\vec{N}_\perp \cdot \vec{\nabla} J_p = 0 \quad (3.15.)$$

où N_{\perp} est la normale aux surfaces.

Au niveau des contacts électriques (limites en contact avec un métal), le potentiel électrique est fixé. Si on suppose une recombinaison des porteurs libres instantanée dans ces zones, la loi d'action de masse reste valable, soit aux contacts: $n \cdot p = n_1^2$.

3.1.b) Choix de la structure modélisée

Le choix de la structure photodéetectrice à modéliser a été guidé par des considérations de performance mais aussi et surtout de faisabilité au niveau de la croissance des couches et de la technologie du composant.

Nous avons choisi d'utiliser des substrats de GaSb de type p pour la fabrication des détecteurs. Comme nous le verrons plus loin, le procédé technologique que nous utilisons comprend un contact de chaque coté de la diode. En particulier, le contact face arrière est assuré par une métallisation pleine plaque du substrat. Le substrat doit par conséquent être choisi de manière à pouvoir réaliser un contact métal-semi-conducteur parfaitement ohmique. A ce titre, le GaSb type p est le meilleur candidat. Cependant, celui-ci n'étant pas transparent dans les gammes de longueurs d'onde que nous désirons détecter, l'éclairage ne pourra se faire que par la face avant de la diode. Cela ne pose aucun problème particulier concernant l'étude d'un détecteur, mais ne permet pas la réalisation d'une matrice de plusieurs éléments dont l'éclairage est généralement assuré par la face arrière, de manière à pouvoir prendre les deux contacts face avant.

Le dopage des substrats de GaSb (p) dont nous disposons est de l'ordre de $5 \cdot 10^{17}$ - $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La croissance est effectuée sur un quart de substrat de deux pouces, avec au préalable le dépôt d'une couche tampon de GaSb dopé Be (p) à $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ de $0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La zone active à SR est non intentionnellement dopée (nid). A température ambiante, le SR est toujours de type n avec une concentration résiduelle en porteur autour de $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (mesure de dopage - Chapitre 2). Enfin, la

couche contact face avant est réalisée en InAs dopé Si de type n à $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ce fort dopage est choisi afin de limiter l'absorption de cette couche grâce à l'effet Burnstein-Moss. Là encore, l'InAs (n) a été préféré au GaSb (n) comme couche de contact. En effet, le GaSb de type n présente souvent une couche d'inversion en surface, source de courants de fuite. Par ailleurs, il est difficile d'obtenir avec GaSb (n) des contacts ohmiques à faible résistance spécifique [Villemain 1992]. Ce n'est pas le cas avec l'InAs (n), qui permet la réalisation de contacts métalliques parfaitement ohmiques. La structure générale des photodiodes p-i-n étudiées dans ce travail est représentée Figure 3.1.

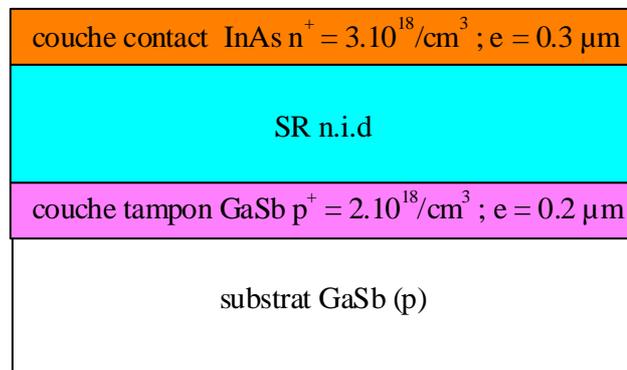


FIGURE 3.1. représentation schématique de la structure photodétectrice p-i-n.

3.1.c) Diagramme de bandes d'énergie

La Figure 3.2 présente le diagramme de bandes d'énergie de la structure photodétectrice, à l'équilibre, et à $T = 300 \text{ K}$. Pour calculer ce diagramme, nous avons utilisé le profil de potentiel de l'hétérostructure InAs/GaSb présenté Figure 1.16 (Chapitre 1), et les valeurs numériques rassemblées dans le Tableau 2.1 (Chapitre 2).

Une importante discontinuité de bandes d'énergie E_C et E_V apparaît à l'hétérointerface GaSb/SR. Celle-ci ne pose aucun problème. Les photo-électrons sont chassés par le champ électrique du côté opposé vers l'InAs. Les phototrous sont collectés par le contact de GaSb (p+). Une discontinuité apparaît également au niveau de l'inter-

face SR/InAs(n), qui elle est plus problématique. Il y apparaît un puits triangulaire qui peut être confinant pour les trous, et une barrière de potentiel qui peut être gênante pour le transfert des électrons vers le contact InAs. Cependant cette barrière étant étroite (inférieure à 100 Å), les électrons doivent la franchir par effet tunnel.

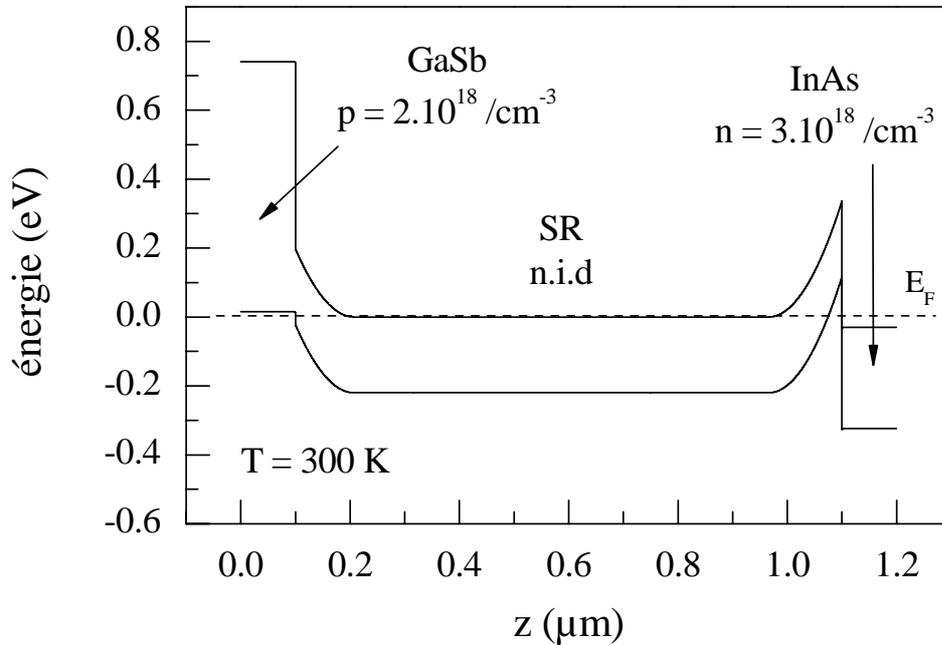


FIGURE 3.2. diagramme de bande d'énergie de la structure photodétectrice p-i-n sur substrat GaSb (p) à l'équilibre. L'origine des énergies correspond à la position du niveau de Fermi.

3.1.d) Paramétrisation de la structure modélisée

Le principe des éléments finis étant de résoudre un problème discrétisé, cette méthode permet de prendre en compte les aspects les plus intimes de la structure au travers de sa géométrie. Ainsi, c'est une approche qui peut être très coûteuse en temps de calcul. Pour réduire les durées de convergence des calculs, nous avons choisi d'adopter une géométrie à deux dimensions. La Figure 3.3 représente la structure type utilisée pour cette étude, ainsi qu'un exemple de maillage utilisé.

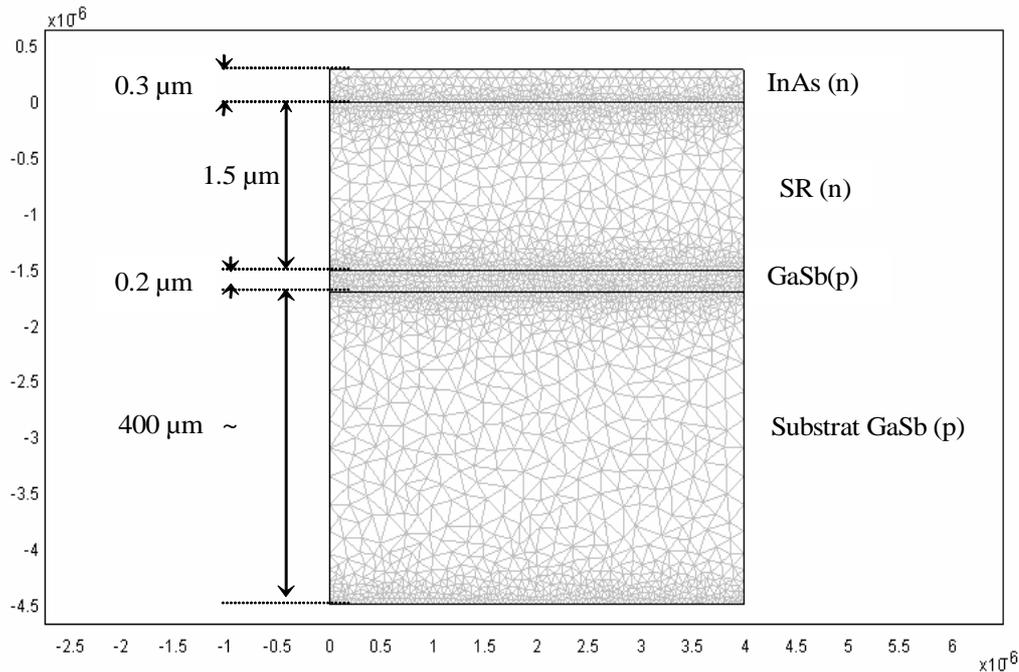


FIGURE 3.3. exemple de profil de maillage de la structure modélisée.

Afin de trouver un compromis entre temps de calcul et précision nous avons choisi d'utiliser un gradient de maillage, avec des tailles de clusters plus petites (au maximum égale à $5 \cdot 10^{-8}$ m) dans les zones où certains paramètres varient rapidement et notamment aux interfaces des matériaux.

Les paramètres numériques utilisés pour les différents matériaux sont regroupés au sein du tableau suivant:

	E_g (300K)	$\alpha(\text{m}^{-1})$	$n_i(\text{m}^{-3})$	ϵ_r	$\mu_n(\text{m}^2/\text{V.s})$	$\mu_p(\text{m}^2/\text{V.s})$	$\tau_n(\text{s})$	$\tau_p(\text{s})$
GaSb	0.725	0	$1.5 \cdot 10^{18}$	15.69	0.3	0.02	$1 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$
InAs	0.356	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{21}$	15.15	1	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^{-9}$
SR	0.225	$5 \cdot 10^5$	$2.11 \cdot 10^{21}$	16.24	0.05	0.01	$2 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-9}$

TABLEAU 3.1. paramètres des matériaux utilisés dans la modélisation.

A noter que pour la zone active à superréseau, les paramètres électriques sont calculés pour un alliage quaternaire équivalent (GaInAsSb) à partir des paramètres des binaires mais possédant comme gap effectif à 300K, celui que nous avons mesuré par absorption ou par photoluminescence (225 meV).

3.1.e) Résultats pour un fonctionnement à température ambiante

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats de modélisation à $T = 300\text{ K}$ obtenus sur la structure présentée précédemment. Nous avons fait varier la largeur de la zone active de $0.25\ \mu\text{m}$ jusqu'à $3\ \mu\text{m}$ pour trois dopages (n) différents (3.10^{16} cm^{-3} , 7.10^{16} cm^{-3} , 3.10^{17} cm^{-3}). Les autres paramètres (concernant la zone active) utilisés dans la modélisation, sont indiqués sur chaque figure.

a) Produit R_0A

La Figure 3.4 présente les caractéristiques courant-tension obtenues en fonction du dopage du SR, pour une épaisseur de celui-ci égale à $1.5\ \mu\text{m}$.

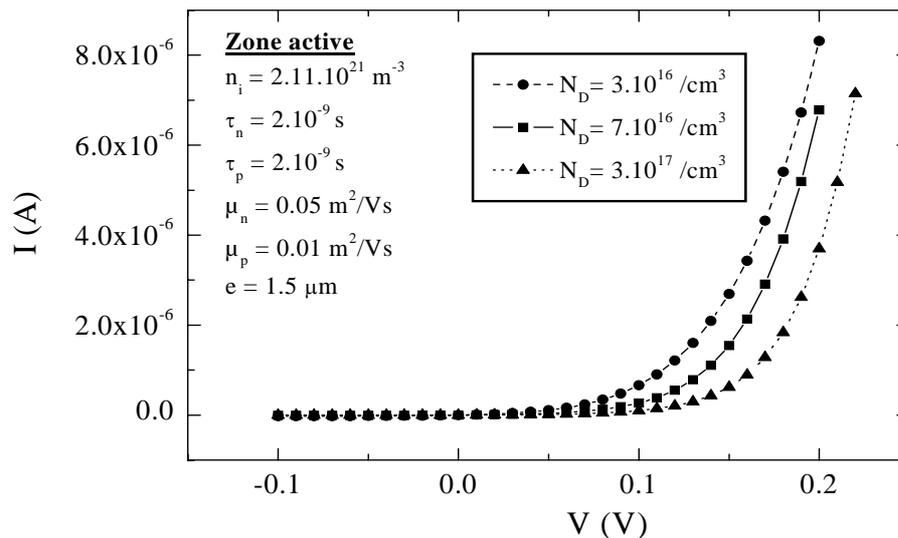


FIGURE 3.4. caractéristique courant-tension en fonction du dopage à $T= 300\text{K}$.

À partir des caractéristiques courant-tension précédentes nous avons calculé le produit R_0A (Figure 3.5). Dans le cas d'une zone active d'épaisseur $1.5\ \mu\text{m}$ et non intentionnellement dopée à 7.10^{16} cm^{-3} , nous obtenons une valeur de **R_0A de $7.5.10^{-2}\ \Omega.\text{cm}^2$** .

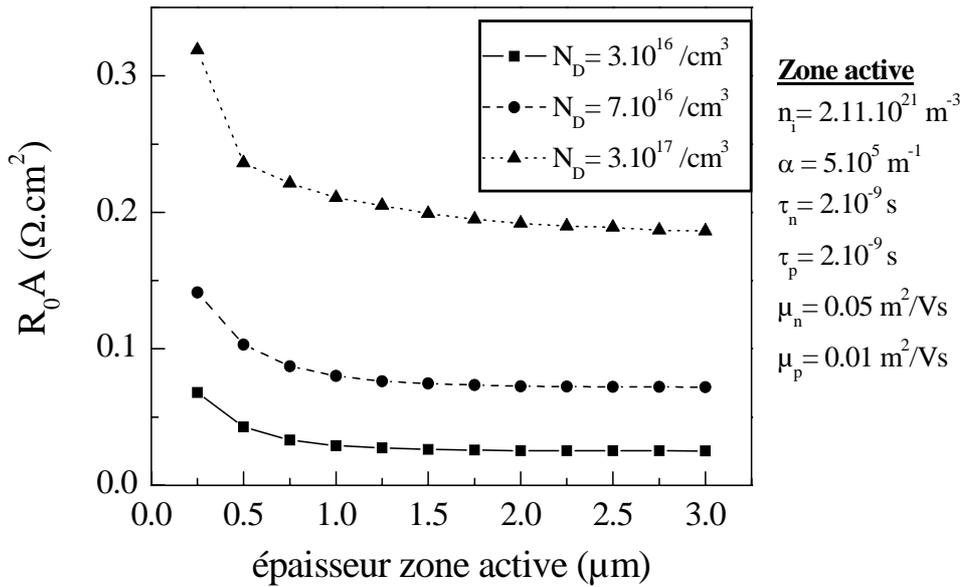


FIGURE 3.5. R_0A en fonction de l'épaisseur de zone active et du dopage à $T = 300K$.

On remarque que ce produit évolue peu avec la largeur de zone active, sauf pour les faibles épaisseurs. On note en particulier une forte augmentation dès que l'épaisseur de la zone active devient inférieure à $0.25 \mu\text{m}$. Ce comportement peut être expliqué en revenant sur la structure de bande d'énergie présentée Figure 3.2. La largeur de la zone de charge d'espace étant autour de $0.2 \mu\text{m}$, lorsque l'épaisseur d est égale à cet ordre de grandeur, toute la zone active est déplétée donc isolante et il s'ensuit une valeur de R_0A maximale. On constate également que le R_0A est d'autant plus grand que le dopage de la zone active est important. Ceci confirme ce qui a déjà été montré dans des travaux précédents [Marre 2003].

b) Rendement quantique externe et sensibilité

L'influence de la largeur de la zone active est plus notable en ce qui concerne la réponse spectrale et le rendement quantique (Figure 3.6). Les rendements quantiques sont calculés en considérant un flux de photons incidents de $1.10^{20} \text{ cm}^{-2}$ au niveau de l'interface d'InAs [Rosencher 2002] et un coefficient d'absorption dans la zone active de 5.10^3 cm^{-1} , ce qui correspond à une valeur moyenne du coefficient d'absorption mesuré sur les SR InAs/GaSb dans la gamme spectrale $3-5 \mu\text{m}$ [Rodriguez 2005].

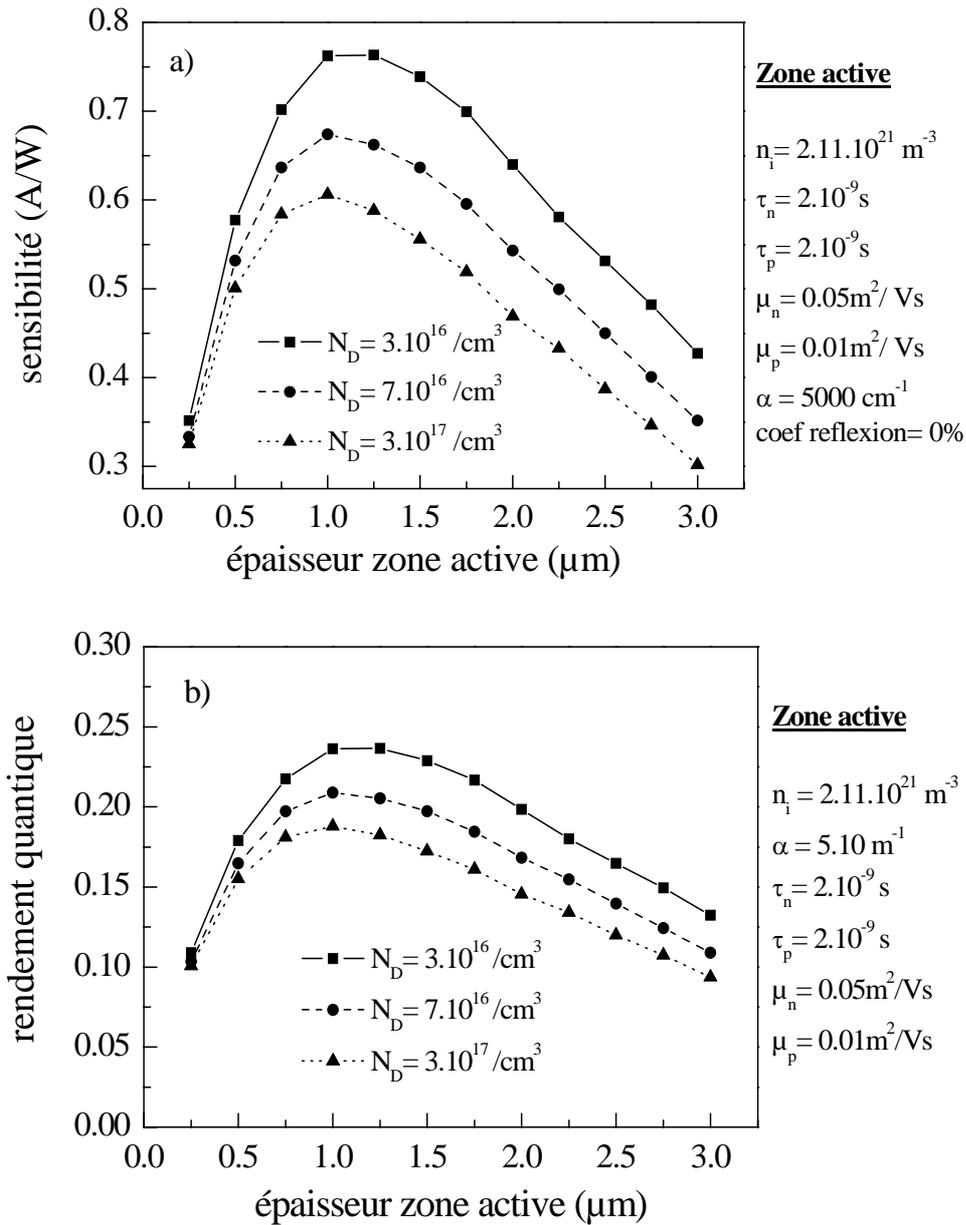


FIGURE 3.6. *sensibilité (a) et rendement quantique (b) simulés en fonction de l'épaisseur et du dopage à $T = 300\text{K}$ à $\lambda = 4 \mu\text{m}$.*

Pour un dopage donné il existe un optimum en épaisseur, toujours compris entre $1 \mu\text{m}$ et $1.3 \mu\text{m}$. Ce maximum semble pouvoir être relié à la longueur de diffusion des porteurs. Dans le cas d'une épaisseur optimisée et un dopage de la zone active de $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, on atteint des **réponses de l'ordre de 0.68 A/W et des rendements de 21%** à polarisation de la structure nulle. Lorsque le dopage de la zone active augmente, le rendement diminue, ce qui s'explique par le fait que le taux de recombinaison augmente avec le dopage. En fonction de la tension inverse appliquée, le rendement augmente en raison de l'extension de la zone de charge d'espace. Cepen-

dant, cette augmentation reste faible, les maxima de rendements ne dépassant pas les 30% sous forte polarisation inverse.

c) Délectivité spécifique D^*

La délectivité spécifique, donnée par la relation (1.7), est donc directement proportionnelle aux deux courbes précédentes.

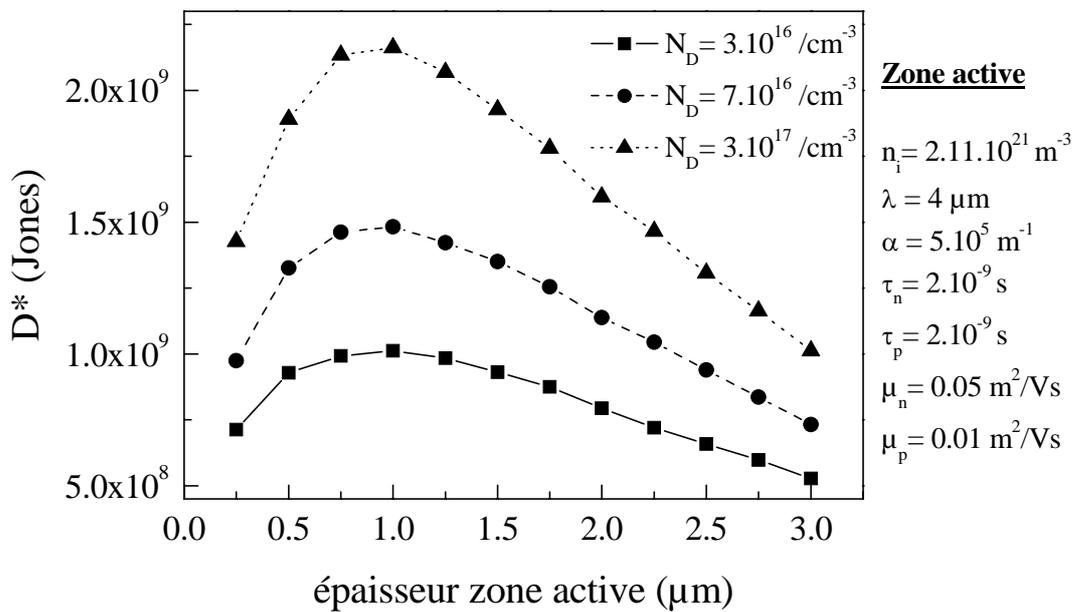


FIGURE 3.7. délectivité spécifique théorique D^* pour la structure photodélectrice à $T = 300 \text{ K}$ et $\lambda = 4 \mu\text{m}$.

Le produit R_0A étant peu sensible à la largeur de la zone active, on retrouve la même variation pour D^* que pour le rendement quantique avec un maximum autour de $1 \mu\text{m}$ de zone active. La variation de délectivité D^* en fonction de la largeur de la zone active, pour trois concentrations typiques et sans polarisation inverse appliquée, est présentée Figure 3.7. Cette délectivité théorique est calculée pour une longueur d'onde de $4 \mu\text{m}$. Pour l'épaisseur optimale de zone active, nous obtenons, pour un dopage de $7.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ une valeur de $1.48.10^9$ Jones, et $2.15.10^9$ Jones pour une concentration en donneurs de $3.10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

3.2 Réalisation des photodétecteurs mesa

3.2.a) Présentation des structures

Nous avons élaboré par EJM deux types de structure. La première est une structure à hétérojonction GaSb buffer (p+) / SR (n), la deuxième, une structure à hétérojonction $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{Sb}$ (p+) / SR (n) (Tableau 3.2).

Couche	Dopage (cm^{-3})	épaisseur
InAs (Si)	$N^+ = 3.10^{18}$	0,3 μm
SR InAs/GaSb n.i.d. 50 à 450 périodes	$N \sim 3-8.10^{16}$	0,32 ; 0,96 ; 1,6 ; 2,9 μm
GaSb (Be)	$P^+ = 2.10^{18}$	0,3 μm
Substrat GaSb (Zn)	$P = 5-9.10^{17}$	450 μm

*a) structure à hétérojonction
GaSb(p)/SR(n)*

Couche	Dopage (cm^{-3})	épaisseur
InAs (Si)	$N^+ = 3.10^{18}$	0,3 μm
SR InAs/GaSb n.i.d. 250 périodes	$N \sim 3-8.10^{16}$	1.6 μm
$\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{Sb}$ (Be)	$P^+ = 2.10^{18}$	0,1 μm
GaSb (Be)	$P^+ = 2.10^{18}$	0,1 μm
Substrat GaSb (Zn)	$P = 5-9.10^{17}$	450 μm

*b) structure à hétérojonction
AlGaSb(p)/SR(n)*

TABLEAU 3.2. *présentation des structures réalisées par EJM.*

Le composant photodétecteur à réaliser à partir de ces structures épitaxiées est présenté Figure 3.8. La croissance EJM est effectuée sur un quart de substrat de GaSb de deux pouces. Celui-ci, dopé au zinc, possède une concentration en porteurs p de l'ordre de 5.10^{17} à $9.10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Sa concentration en défauts est correcte ($\text{EPD} < 10^3 \text{ cm}^{-2}$).

La couche tampon de GaSb, comme la couche ternaire d' $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{Sb}$, sont dopées p+ au béryllium ($p = 2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Elles sont élaborées à 500°C , à 0,5 ML/s avec un rapport des vitesses V/III égal à 2. Le dopage est déduit de courbes d'étalonnage

obtenues sur des couches épitaxiées sur substrat GaAs semi-isolant dans les mêmes conditions d'épitaxie.

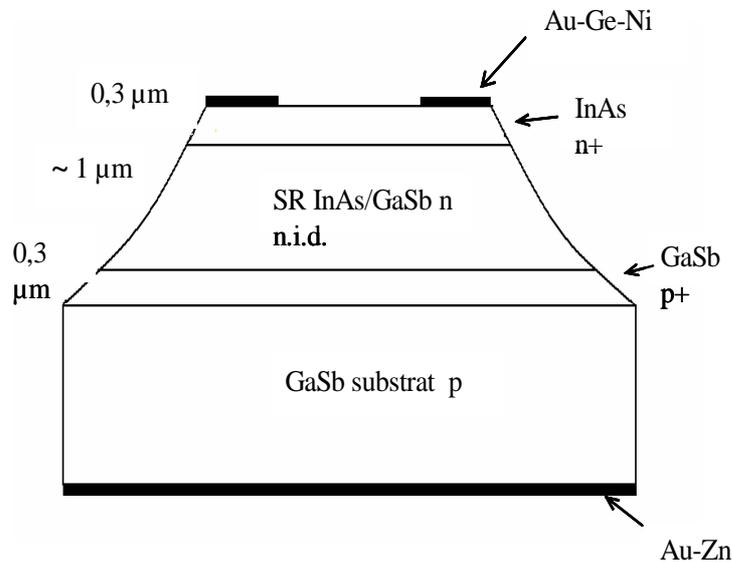
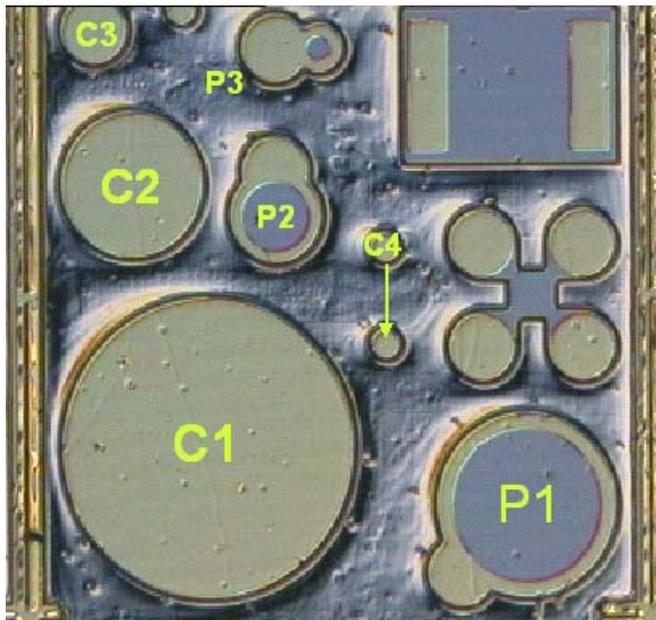


FIGURE 3.8. schéma en coupe du composant photodétecteur à réaliser.

Le superréseau InAs/GaSb est ensuite épitaxié dans les conditions de croissance déterminées au Chapitre 2. Nous avons fait varier son épaisseur entre $0,96\ \mu\text{m}$ (100 périodes) et $2,9\ \mu\text{m}$ (450 périodes).

La couche de contact face avant est réalisée en InAs dopé n. Nous avons choisi ce composé de préférence au GaSb de type n pour les deux raisons évoquées plus haut (l'existence avec GaSb (n) d'une couche d'inversion superficielle et difficulté d'obtenir avec ce matériau des contacts ohmiques à faible résistance spécifique [Villemain 1993]). Nous avons épitaxié la couche contact d'InAs à 400°C , à une vitesse de $0,5\ \text{ML/s}$, avec un rapport des vitesses V/III de 2. La couche est dopée n au silicium à $3.10^{18}\ \text{cm}^{-3}$.

Le composant photodétecteur à réaliser possède une géométrie mesa circulaire et fait partie d'un motif de test qui comporte quatre photodiodes (P_i) et quatre diodes aveugles (C_i) de tailles différentes, un trèfle à quatre oreilles pour mesures de Hall et une résistance (Figure 3.9).



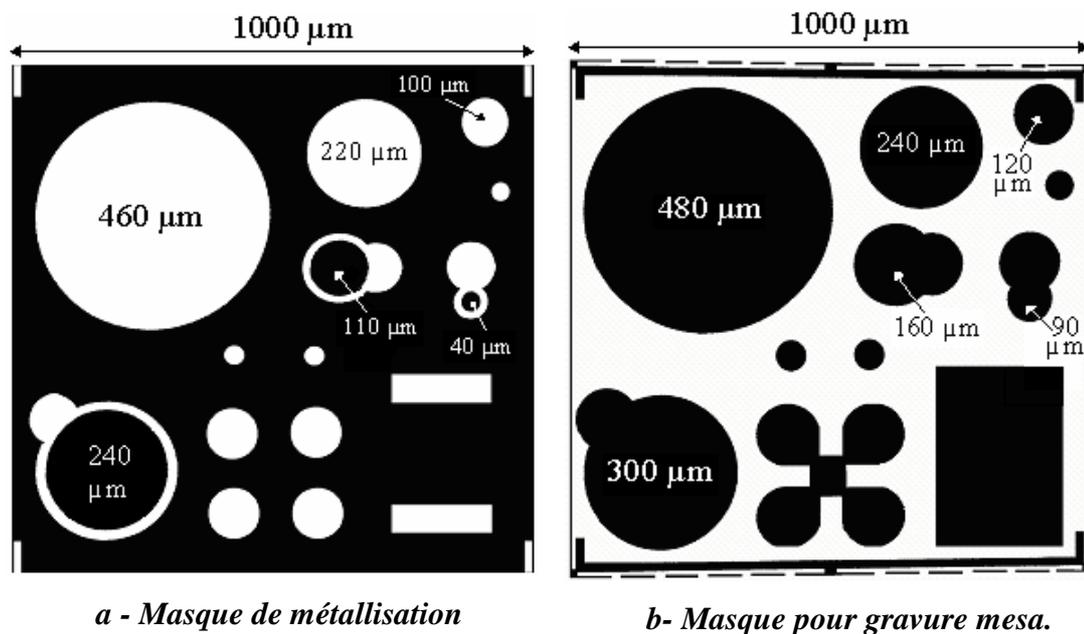
Diodes aveugles	Φ (μm)
C1	465
C2	225
C3	105
C4	40

Détecteurs	Φ (μm)
P1	290
P2	145
P3	70

Diamètres relevés au microscope optique.

FIGURE 3.9. motif de test obtenu par le procédé technologique standard de l'ATEMI.

Ce motif de test a été mis au point à l'Atelier de Micro-électronique de l'Université (ATEMI). Les motifs des masques utilisés sont représentés Figure 3.10.b.



a - Masque de métallisation

b- Masque pour gravure mesa.

FIGURE 3.10. motifs élémentaires des masques utilisés pour la réalisation de plots détecteurs et diodes aveugles.

Il est très pratique pour effectuer les caractérisations électriques, en particulier pour évaluer l'importance des courants de fuite de surface. La technologie utilisée prévoit un éclairage face avant, et des contacts sur les deux faces, face arrière sur le substrat d'épitaxie, face avant sur la couche supérieure. Ce mode opératoire permet d'utiliser des substrats de GaSb de type p, ainsi qu'une couche contact supérieure d'InAs de type n, ce qui est une bonne configuration pour l'obtention de contacts ohmiques.

Cependant il convient de noter que dans une matrice de détecteurs élémentaires (pixels), l'éclairage est assuré face arrière et les contacts sont réalisés sur la face avant. Il sera donc nécessaire par la suite de modifier le design du pixel (en utilisant par exemple un substrat transparent de GaSb de type n) ainsi que sa procédure de fabrication.

3.2.b) Procédure technologique

La procédure technologique de réalisation du motif de tests comprend quatre grandes étapes:

- 1-métallisation face arrière,
- 2- métallisation face avant,
- 3-gravure des mesas,
- 4-montage sur boîtier.

Les étapes technologiques sont schématisées Figure 3.11 et Figure 3.12.

1- Métallisation de la face arrière

Après nettoyage et dégraissage de la plaquette dans des bains de trichloroéthylène, acétone et éthanol, une couche d'AuZn est déposée sous vide par pulvérisation cathodique. Un recuit rapide à 275 °C du dépôt est ensuite réalisé afin de garantir l'ohmicité du contact, dont la qualité est évaluée sous pointe.

2- Métallisation de la face avant

Cette étape permet de réaliser les différents plots métalliques définis sur la face avant par photolithographie. La couche métallique est composée d'un alliage AuGeNi donnant un excellent contact électrique avec InAs dopé n. Ce procédé comporte les étapes suivantes:

- dégraissage, désoxydation et séchage par jets d'azote de la face avant,
- dépôt de 2 μm de résine positive puis séchage dans une étuve à 90 °C pendant quinze minutes. La résine est durcie superficiellement dans un bain de chlorobenzène durant six minutes,
- un premier masquage est alors effectué à l'aide d'un aligneur SETMA 750. L'insolation aux rayons UV au travers du masque a une durée de 7 s. Les motifs définis par ce masque sont présentés Figure 3.10,
- révélation des motifs puis rinçage,
- dépôt par pulvérisation cathodique de 300 nm d'AuGeNi, dissolution de la résine par trempage dans un bain d'acétone puis rinçage.

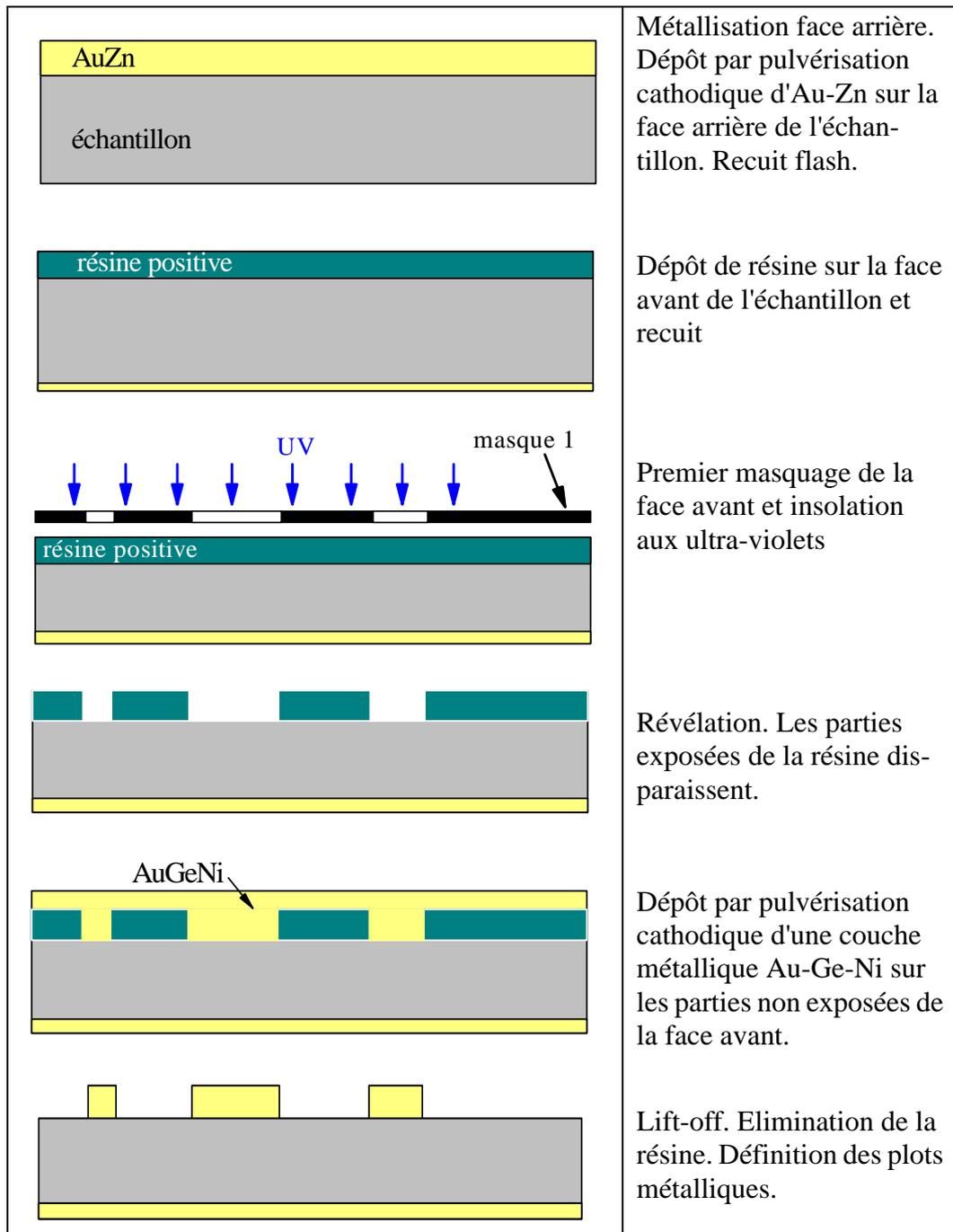


FIGURE 3.11. étapes de métallisation de la face arrière et de la face avant.

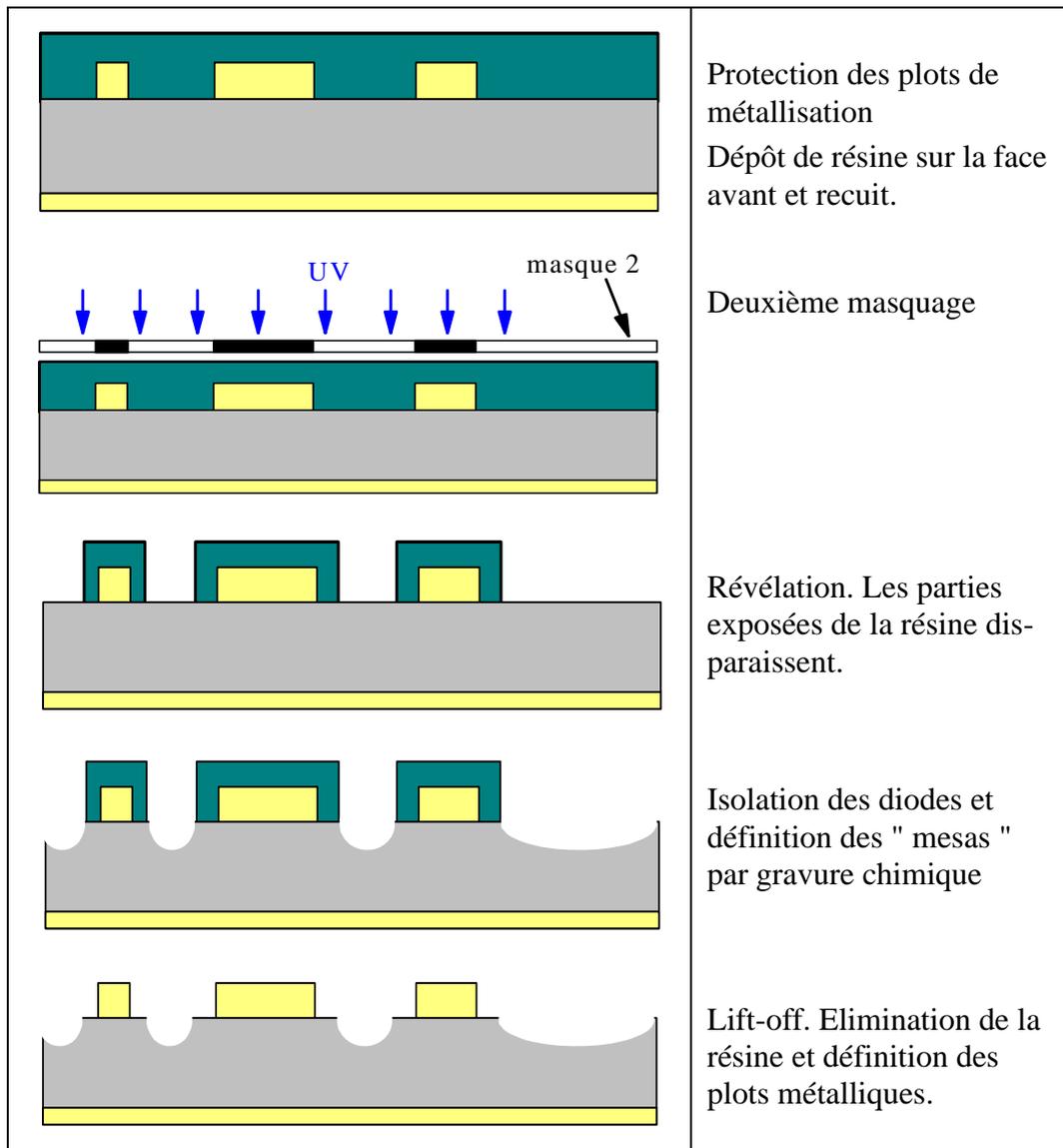


FIGURE 3.12. protection des métallisations et gravure des mesas

3- Gravure des mesas

- protection des plots métallisés par dépôt de résine positive S1818, suivie d'un durcissement au chlorobenzène
- second masquage (le masque utilisé, présentée Figure 3.10.b, est le négatif du premier masque)
- ouverture de fenêtres dans la résine
- protection de la face arrière
- gravure humide au niveau de ces fenêtres. Celle-ci est effectuée dans une solution d'acide acétique (30 mL), d'acide fluorhydrique (1 mL), et d'acide nitrique (19 mL). La gravure doit être suffisamment brève (typiquement 10 s) pour que le nombre de défauts de surface révélés par l'attaque chimique reste faible

- rinçage et séchage

4- Montage sur boîtier

Le montage d'un motif (ou d'un ensemble de motifs) est effectué sur boîtier TO18. Les contacts électriques sont pris avec des fils d'or de 50 μm de diamètre soudés par thermocompression.

3.2.c) Essais de passivation

Un détecteur ou une diode mesa à surface non passivée présente un important courant de fuite I_p par la surface (Figure 3.13).

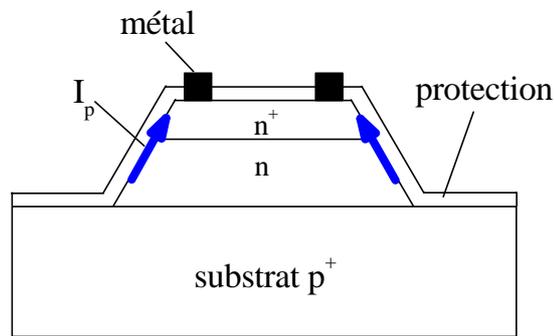


FIGURE 3.13. schématisation du courant de fuite de surface I_p d'une photodiode à jonction p-n polarisée en inverse. Ce courant est proportionnel au périmètre du mesa. La densité de courant de fuite s'exprime donc naturellement en A/cm.

Ce courant de fuite est dû aux divers processus Shockley-Read-Hall (SRH) de génération-recombinaison sur centres recombinants [Shockley 1952, Hall 1952], illustrés Figure 3.14. Ces centres ont pour origine des défauts qui rompent la périodicité parfaite du réseau cristallin: défauts résultant de la discontinuité introduite par la surface (états de Tamm-Shockley), défauts cristallins (lacunes, dislocations, atomes

interstitiels), impuretés adsorbées (oxygène), élément V en excès (e.g. antimoine rejeté en surface après gravure du mesa, ou après oxydation naturelle).

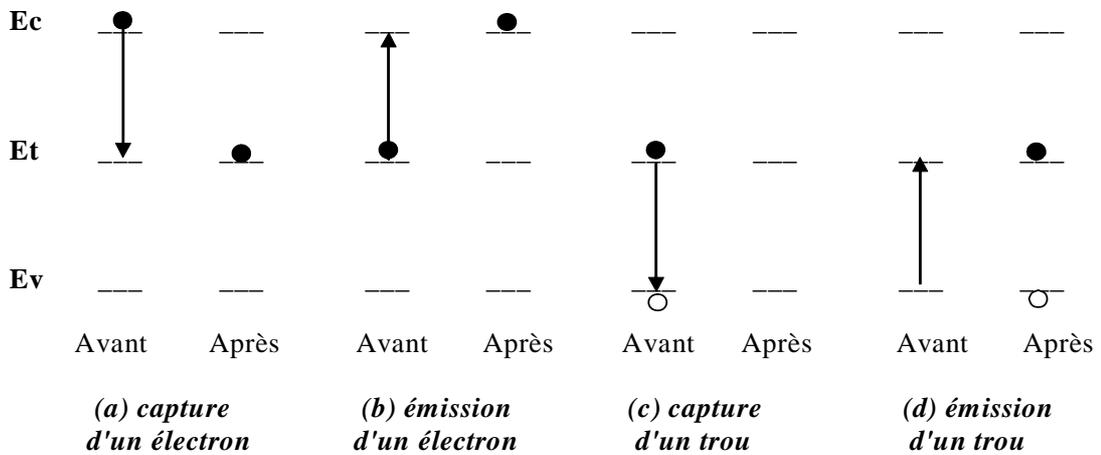


FIGURE 3.14. recombinaison et génération SRH, dans le cas où le centre recombinant possède un seul niveau d'énergie E_t qui peut avoir deux états de charge: négatif ou neutre. Les flèches indiquent la direction de la transition de l'électron. On note que les mécanismes d'émission (ou de capture) fonctionnent en alternance.

Ces défauts créent des niveaux d'énergies E_t dans la bande interdite. Ils ont alors la capacité de capturer les porteurs de charge, et de jouer le rôle de "relais" au cours des transitions des électrons et des trous entre les bandes de conduction et de valence.

Le paramètre qui les caractérise est la section efficace de capture, qui traduit la distance à laquelle l'électron doit s'approcher du centre recombinant pour être capturé. Elle est du même ordre de grandeur que les dimensions de l'atome, c'est à dire $\sim 10^{-15} \text{ cm}^2$. On montre qu'un centre recombinant est le plus efficace possible lorsqu'il se trouve à égale distance de la bande de valence et de la bande de conduction. On parle alors de centre profond.

Passiver la surface d'un semiconducteur, c'est supprimer ces centres recombinaux de surface, ou bien bloquer le mouvement des porteurs de charge générés (capturés) par ces centres. Il faut donc rechercher un matériau qui après dépôt réagisse avec la surface du semiconducteur de façon à éliminer ou à rendre inactifs les centres de recombinaisons de surface, ou bien qui interdise toute circulation des électrons et des trous.

Parmi les méthodes de passivation du premier type (annihilation des centres recombinants) on distingue les techniques d'hydrogénation ou de nitruration plasma [Friedel 1984, Polyakov 1995, Dutta 1996], de recuit sous atmosphère neutre (essentiellement voué à l'élimination des oxydes de surface) [Kodama 1994], de traitements chimiques spécifiques tels que la sulfuration [Yablonovitch 1987, Dutta 1994, Dutta 1997], le traitement au sélénium [Bessolov 1998] ou au ruthénium [Nelson 1980, Dutta 1995]. Les techniques de sulfuration ont été très pratiquées pour la passivation de surface des composés III-V à base d'antimoniures.

Les résultats publiés concernent essentiellement les structures photodéectrices à base de GaSb [Perotin 1994], GaInAsSb [Andreev 1997, Papis 2000, Wu 2002, Bin 2002, Zhihuai 2003, Zhang 2003, Petrovykh 2003], ainsi que des photodéecteurs à superréseaux GaSb/InAs [Gin 2004]. La sulfuration est réalisée à l'aide de solutions aqueuses de sulfure de sodium Na_2S et de sulfure d'ammonium $(\text{NH}_4)_2\text{S}$. Dans tous les cas, une réduction du courant inverse est observée, typiquement d'un facteur 10 à 40, mais l'élimination complète du courant de fuite de surface n'est pas obtenue ou démontrée.

Parmi les techniques de passivation du second type (blocage de la circulation des porteurs), ont été pratiquées les techniques d'oxydation (thermique, anodique, à partir d'un plasma), de dépôt de diélectriques, ou de dépôt d'une jonction bloquante. Le but recherché est d'obtenir une zone déplétée en surface, de façon à créer un champ électrique interne normal à cette surface, qui bloque le transfert des électrons et des trous dans la direction parallèle.

Les techniques d'oxydation et de dépôts de diélectriques (SiO_2 , Al_2O_3 , Si_3N_4 , polyimides) donnent en général de piètres résultats [Lu 1992, Dutta 1997, Rehm 2005] car elles induisent presque toujours un défaut de stoechiométrie en surface avec accumulation de certains éléments (typiquement As et Sb pour les arséniures et antimoniures). Cet excès d'éléments V augmente fortement la densité de centres recombinants ce qui peut conduire à une sévère augmentation de la vitesse de recombinaison en surface et des courants de fuite, par création soit d'une zone d'inversion soit d'une zone d'accumulation. Toutefois s'il y a création d'une zone déplétée à l'interface oxyde-semiconducteur, il y a passivation effective de la sur-

face, comme cela vient d'être démontré sur des structures à superréseaux GaInSb/InAs [Fuchs 1998, Fuchs 2001, Walther 2005].

Une technique de passivation prometteuse consiste à épitaxier sur les flancs du mesa, un semiconducteur à grand gap, de façon à réaliser une hétérojonction bloquante, empêchant les porteurs d'atteindre la surface. Le contrôle de la déplétion de surface se réalise en réglant le dopage du semiconducteur à grand gap. Cette méthode a été récemment utilisée avec succès par Rhem et al. [Rehm 2005] sur des photodiodes à superréseau InAs/GaInSb à largeur de bande interdite effective de 120 meV, ce qui correspond à une longueur d'onde de coupure de $\sim 10 \mu\text{m}$. La couche de passivation est une couche d' $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ de 150 nm d'épaisseur épitaxiée par EJM. Cette couche est elle-même protégée par un dépôt de nitrure de silicium de 200 nm. Les courants de surface ont été supprimés, avec à 77 K un produit R_0A de $10^5 \Omega\cdot\text{cm}^2$, indépendant de la surface du mesa. Cette technique apparaît donc comme particulièrement intéressante. Toutefois elle nécessite une reprise d'épitaxie, ce qui n'est pas évident en EJM.

Pour des raisons de simplicité opératoire nous avons décidé de tester la passivation par $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ sur nos échantillons. Le procédé de passivation standard reporté par la littérature, consiste à immerger l'échantillon dans la solution aqueuse $(\text{NH}_4)_2\text{S} + \text{H}_2\text{O}$ (1:4), portée à 50 °C pendant 40 minutes. Celle-ci étant fortement basique (pH = 11), nous avons procédé à des tests de la solution diluée à (1:10) sur quelques échantillons de substrat GaSb (n). Les relevés au profilomètre, représentés sur la Figure 3.15, montrent un effet d'attaque chimique non négligeable, même pour les solutions diluées.

Des études de cette solution, sous sa forme initiale (pH = 11) et neutralisée à l'acide chlorhydrique (pH = 07), ont montré un double effet du sulfure d'ammonium sur l'alliage quaternaire GaInAsSb [Bin 2002, Zhang 2003]:

1. élimination de la couche d'oxyde qui se forme à la surface de l'échantillon.
2. création de liaisons de type Ga-S et In-S à la surface.

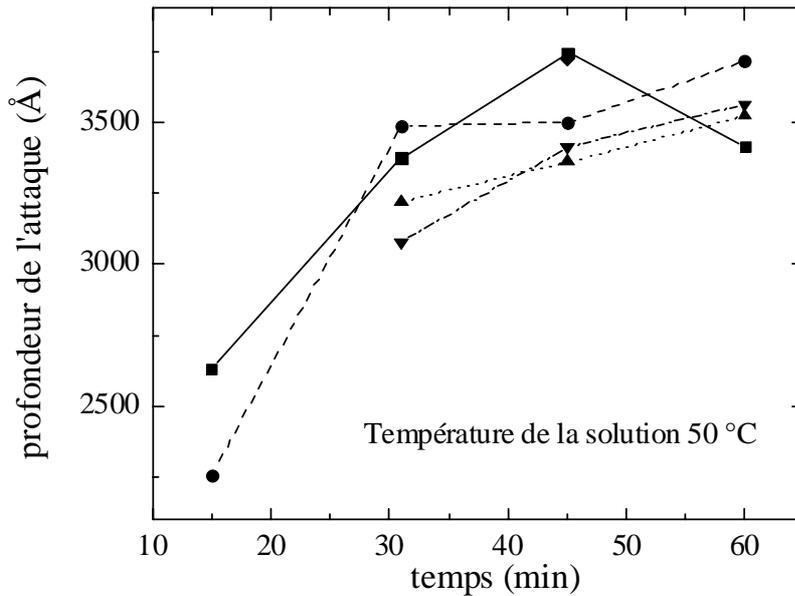


FIGURE 3.15. profondeur d'attaque de la solution $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ diluée à (1:10) en fonction du temps dans différents échantillons de GaSb (n).

Nous avons procédé à des essais de passivation de diodes aveugles montées sur boîtier. Les caractéristiques courant-tension à l'obscurité et à température ambiante ont été relevées avant et après passivation. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec les solutions $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ diluées 1:10, sans procéder à une désoxydation préalable de la surface du mesa. Ils sont très décevants. La caractéristique courant-tension, quasi linéaire à 300 K, n'est que légèrement optimisée (Figure 3.16). Le produit R_0A est à peine doublé. Il passe de la valeur $2 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ avant passivation à la valeur $4 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ après passivation. En outre cette augmentation du produit R_0A se réalise au détriment de la résistance série de la diode, comme le montre la caractéristique I-V directe. Enfin l'étude de la densité de courant en fonction du diamètre du mesa montre que la densité de courant croît lorsque le diamètre diminue (de l'ordre de 50 A/cm² pour $\phi = 465 \mu\text{m}$ à 100 A/cm² pour $\phi = 105 \mu\text{m}$ à -0.2 V), ce qui est le signe d'un courant de fuite de surface important.

En conclusion, la comparaison des caractéristiques I-V inverses, relevées avant et après passivation sur des échantillons issus d'une même plaquette, montre une amélioration très faible de la densité de courant et du produit R_0A . Notre procédure de passivation reste donc à optimiser.

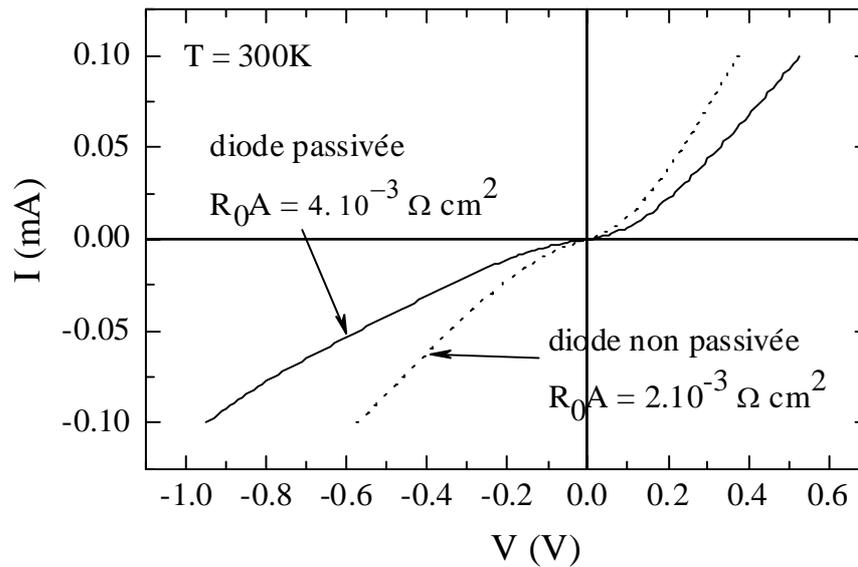


FIGURE 3.16. caractéristique I-V typique d'une diode à SR InAs/GaSb à 300K.

3.3 Caractérisation des photodétecteurs

3.3.a) Caractérisation électrique

Les mesures de caractéristiques courant-tension sont réalisées grâce à un Keithley 2400 servant à la fois de source de tension et d'ampèremètre. La diode est montée dans un cryostat à azote liquide, permettant d'effectuer des mesures entre 90 et 300 K.

Pour cela, l'échantillon est tout d'abord refroidi à 90 K, puis réchauffé en dispersant l'azote liquide, tandis que la température est mesurée par l'intermédiaire d'une thermorésistance, placée à proximité de la diode. Les motifs choisis pour ces mesures sont les diodes aveugles C_1 , C_2 et C_3 . Ce choix est basé sur le fait que d'une part le contact supérieur est plus homogène que dans le cas des motifs photodiodes (celles-ci disposant bien entendu d'une large ouverture pour l'éclairement), et d'autre part, la géométrie est mieux définie (un simple cercle, sans report de contact).

Le résultat obtenu à 300 K avec l'échantillon p-i-n contenant une zone d'absorption de 1.6 μm (SR de 250 périodes) est présenté sur la Figure 3.17.

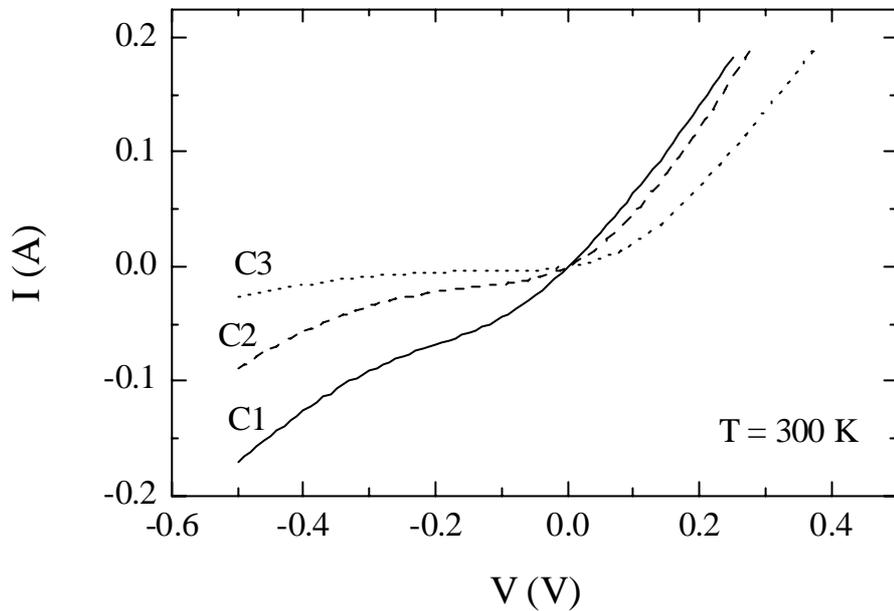


FIGURE 3.17. caractéristiques courant tension du photodétecteur p-i-n mesurées à $T = 300\text{ K}$ sur les diodes aveugles C1, C2 et C3 (465, 225 et 105 μm de diamètre respectivement)

Comme attendu, le courant augmente avec la dimension de la diode aveugle; ainsi le courant d'obscurité varie de -5.2 mA à -68 mA à polarisation inverse de -200 mV et le comportement redresseur, nettement visible sur le motif C₃, est beaucoup moins marqué sur le motif C₁. Afin de nous affranchir de ces considérations géométriques, observons cette fois l'évolution de la densité de courant (Figure 3.18).

Nous pouvons voir sur cette figure qu'il existe des différences de densité entre les diodes de différents diamètres, même si l'allure globale des courbes est sensiblement identique. En première approximation, nous pouvons considérer que la densité de courant en volume est identique pour les trois composants, et que les disparités observées proviennent d'un courant de fuite de surface (surface latérale du mesa), proportionnel au périmètre du mesa.

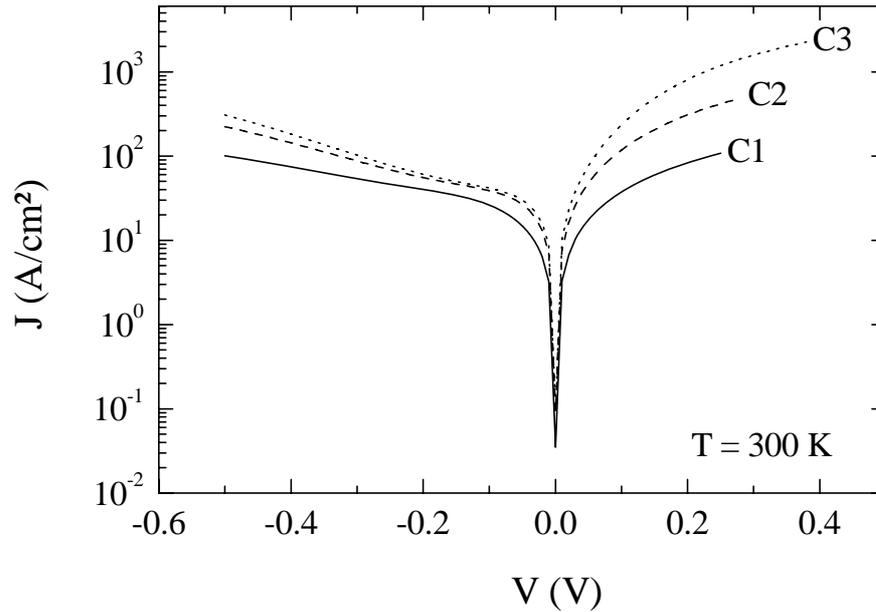


FIGURE 3.18. densité de courant en fonction de la polarisation du photodétecteur *p-i-n* mesurées sur les diodes aveugles C1, C2 et C3 (465, 225 et 105 μm de diamètre respectivement)

Ainsi nous pouvons écrire le courant sous la forme:

$$I(V, r) = J_S(V) \cdot (2\pi r) + J_V(V) \cdot (\pi r^2) \quad (3.16.)$$

où $J_S(V)$ et $J_V(V)$ sont respectivement les densités de courant de fuite de surface (en A/cm) et de courant de volume (en A/cm²), et r est le rayon de la diode aveugle.

Ainsi, en relevant le courant à une tension donnée pour différentes tailles de diodes issues de la même structure épitaxiée, il est possible d'extraire chacune de ces densités. Nous avons appliqué cette méthode à nos résultats en prenant les courants à une tension de -0.2 V

Le résultat, présenté Figure 3.19, donne une densité de courant de fuite en surface importante de l'ordre de 100 mA/cm. Les courants de surface et de volume sont également représentés, et montrent qu'en dessous de 60 μm de rayon, le courant de fuite est dominant. Evidemment, son importance relative diminue lorsque le rayon augmente; ainsi, il représente respectivement 57, 36 et 21% du courant total pour les motifs C₃, C₂ et C₁.

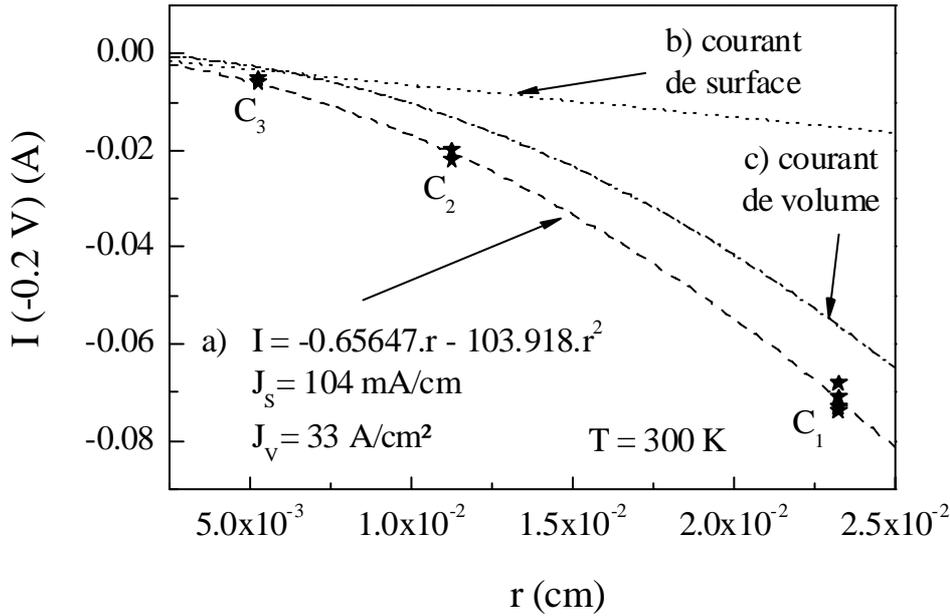


FIGURE 3.19. report des valeurs de courants mesurés en inverse à -200 mV à $T = 300$ K pour différentes tailles de diodes. Comparaison avec des modèles prenant en compte des courants de surface et de volume (a), exclusivement de surface (b), exclusivement de volume (c).

Ces résultats montrent l'importance de la maîtrise des courants de fuite de surface par passivation des flancs des mesas. Car comme nous l'avons déjà mentionné, le courant d'obscurité (ou le facteur R_0A) a une importance capitale dans les performances d'un détecteur photovoltaïque.

À partir des courbes de la Figure 3.17, il est possible de déterminer le produit R_0A pour chacun des motifs. À $T = 300$ K, nous obtenons pour les trois tailles de diodes, des valeurs de R_0A comprises entre 3 et $4.8 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$ (Figure 3.20).

Nous remarquons sur cette figure que le R_0A dépend de la géométrie des diodes, de la même manière que les densités de courant. En effet, si l'on dérive l'expression (3.16), on obtient:

$$\frac{\partial}{\partial V} I(V, r) = 2\pi r \frac{\partial}{\partial V} J_S(V) + \pi r^2 \frac{\partial}{\partial V} J_V(V) \quad (3.17.)$$

or:

$$(R_0A)^{-1} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial V} I(V, r) \Big|_{V=0} \quad (3.18.)$$

d'où:

$$R_0A = \frac{1}{\frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial V} J_S(V) \Big|_{V=0} + \frac{\partial}{\partial V} J_V(V) \Big|_{V=0}} \quad (3.19.)$$

ou bien encore:

$$R_0A = \frac{1}{\frac{2}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial V} J_S(V) \Big|_{V=0} + \frac{1}{(R_0A)_V}} \quad (3.20.)$$

Cette relation montre que le produit R_0A est indépendant de la géométrie si il n'existe pas de courant de fuite de surface.

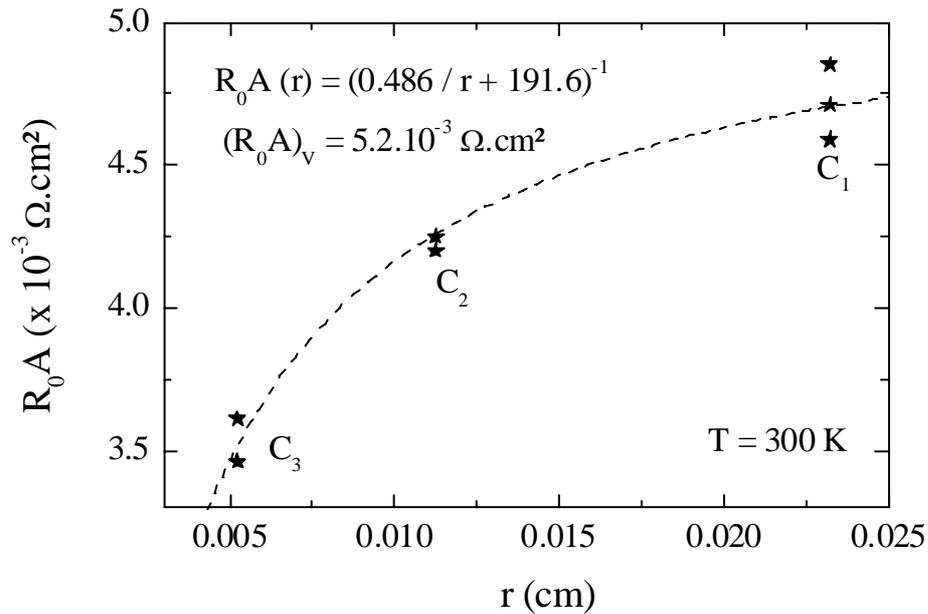


FIGURE 3.20. report des valeurs de produit R_0A obtenues à $T = 300 \text{ K}$ pour différentes tailles de diodes.

Cette relation permet aussi de déduire la contribution du courant de volume $(R_0A)_V$, c'est-à-dire la valeur que l'on mesurerait si la surface latérale des diodes était parfaitement passivée ou pour une diode de rayon infini.

L'application de la relation (3.5) permet de déduire une contribution en volume $(R_0A)_V$ de $5.2 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$.

Cependant, cette méthode de traitement des caractéristiques courant-tension atteint ses limites dès que la diode est refroidie, les points obtenus ne permettant pas d'effectuer des calculs cohérents.

Nous expliquons ce comportement par l'augmentation relative très importante du courant de fuite. La contribution du courant de volume devient alors négligeable et les valeurs mesurées sont totalement définies par la contribution des courants de surface.

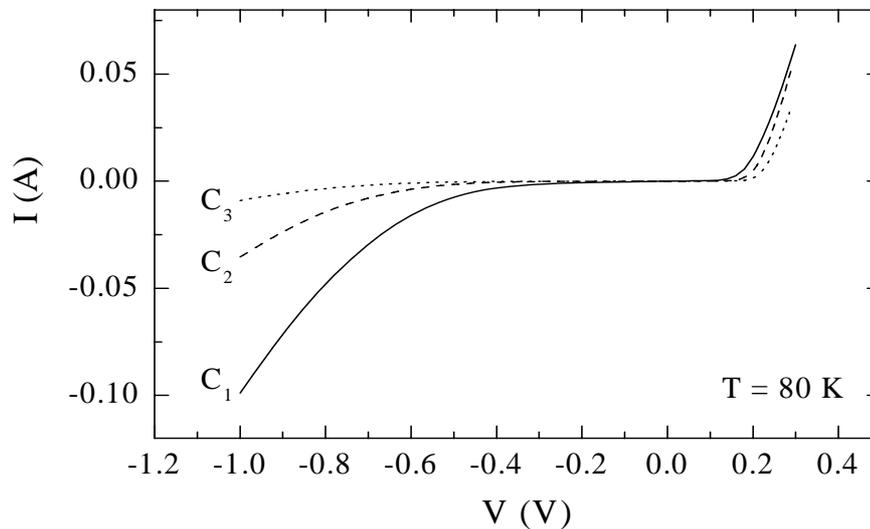


FIGURE 3.21. caractéristiques courant-tension du photodétecteur *p-i-n* mesurées à $T = 80 \text{ K}$ sur les diodes aveugles C_1 , C_2 et C_3 (465, 225 et 105 μm de diamètre respectivement)

A 80 K, le R_0A vaut environ $0.74 \Omega \text{cm}^2$ pour la diode de 465 μm de diamètre, très en-deçà des valeurs rapportées très récemment dans la littérature par Walther et al. [Walther 2005] sur une structure semblable mais parfaitement passivée, donnant $4 \cdot 10^5 \Omega \text{cm}^2$ à 77 K Les caractéristiques relevées pour les motifs C_1 , C_2 et C_3 à cette température sont représentées Figure 3.21 .

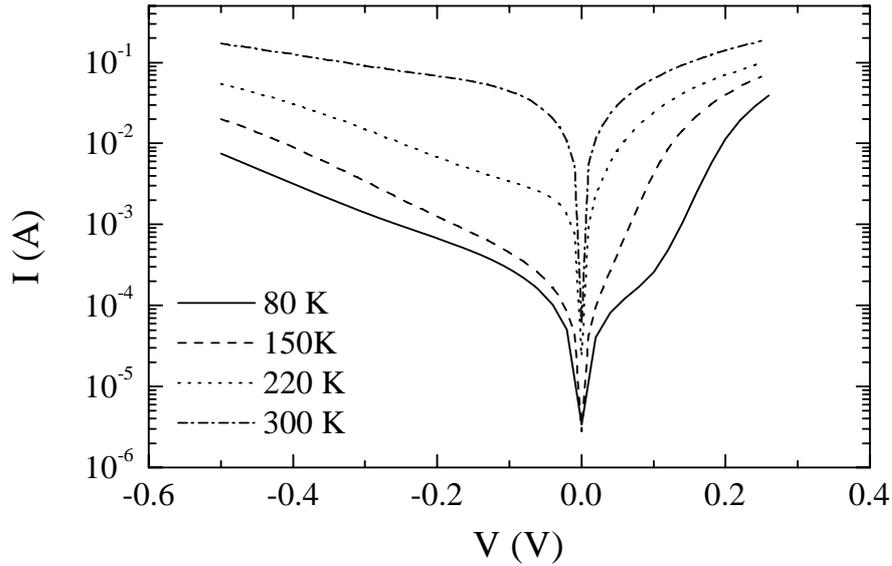


FIGURE 3.22. évolution de la caractéristique courant-tension d'une diode aveugle de $465 \mu\text{m}$ de diamètre (plot C1) entre 80 K et 300 K.

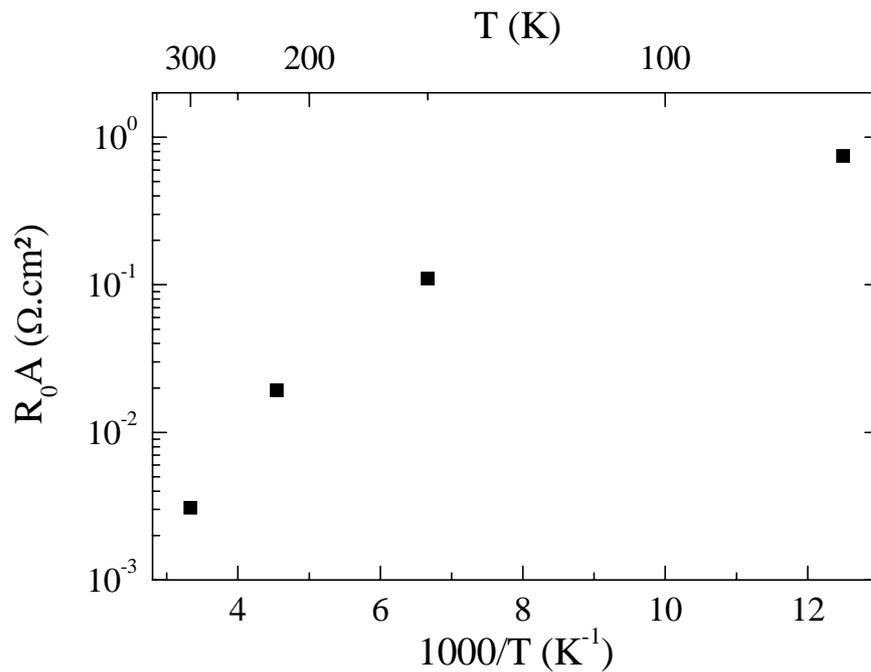


FIGURE 3.23. variation de R_0A avec la température, pour les diodes aveugles de $465 \mu\text{m}$ de diamètre (motifs C1).

Les variations courant-tension pour une diode de diamètre C_1 ($465 \mu\text{m}$) en fonction de la température sont reportées Figure 3.22, et l'évolution du R_0A entre 80 et 300 K, mesurée sur les motifs C_1 , est tracée sur la courbe Figure 3.23

On peut observer sur cette figure qu'à haute température, se dégage une forte augmentation de R_0A , tandis qu'à basse température, l'augmentation est beaucoup moins importante. Ce changement de pente peut être mis en relation avec le changement de type du SR observé lors des mesures par effet Hall. En effet, la jonction p-n, localisée à l'interface entre le SR et le GaSb à haute température, se retrouve à l'interface entre le SR et la couche de contact InAs en-dessous de 200 K environ. Cette hétérojonction a un alignement de type III, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence du SR est au-dessus du bas de la bande de conduction de l'InAs. Ce type d'alignement s'avère bien moins redresseur (possède donc une valeur de R_0A plus faible) qu'un alignement de type I, en raison du fort courant de recombinaison existant entre les électrons de la bande de conduction d'InAs et les trous présents dans la bande de valence du SR.

3.3.b) Mesure de la réponse spectrale

La réponse spectrale des détecteurs est mesurée par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). L'appareil utilisé dispose d'une source infrarouge interne, et permet l'utilisation d'un détecteur externe. Le détecteur est monté dans un cryostat à azote liquide afin d'effectuer la mesure à la température désirée entre 90 et 300 K. La réponse brute de photocourant mesurée avec le détecteur p-i-n à SR à 300 K est présenté Figure 3.24.a).

Le creux observable vers $4.25 \mu\text{m}$ est dû à l'absorption du CO_2 , tandis que celui, plus large, autour de $2.8 \mu\text{m}$, correspond à l'absorption de H_2O sur le trajet optique. Le signal ainsi obtenu, dépend bien sûr de la sensibilité de la diode, mais aussi du spectre de la lampe IR utilisée, et du trajet optique interne à l'appareil.

Pour s'affranchir de cela, il est nécessaire de diviser ce spectre par le spectre obtenu dans les mêmes conditions, avec un détecteur DTGS pyroélectrique, dont la sensibilité ne dépend pas de la longueur d'onde. Le spectre collecté à partir de ce détecteur est présenté Figure 3.24.b).

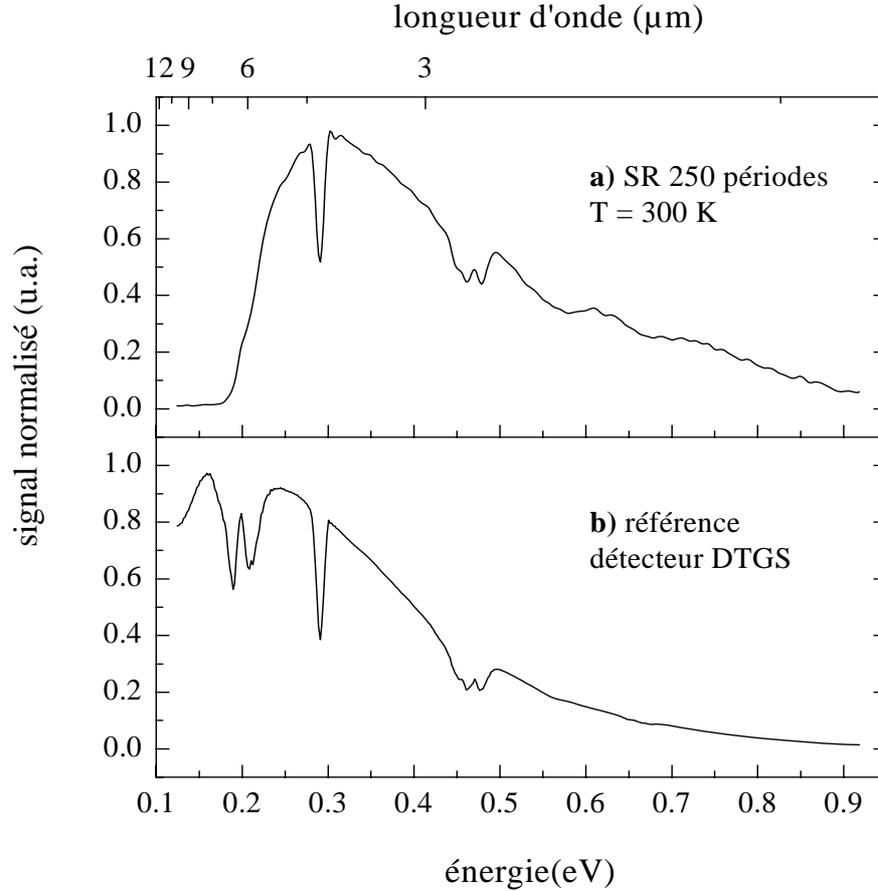


FIGURE 3.24. *signal collecté dans les mêmes conditions expérimentales avec le détecteur à SR (a) et avec le détecteur pyroélectrique de référence DTGS (b).*

Cependant, les deux systèmes ne sont pas exactement équivalents: le détecteur à SR "compte" les photons, tandis que le DTGS mesure une puissance lumineuse. Ainsi, le signal en sortie du détecteur à SR et du détecteur DTGS peuvent s'écrire:

$$\text{Signal}_{\text{SR}} = A_1 \cdot \eta_{\text{SR}}(E) \cdot \frac{d}{dE}\phi(E) \quad (3.21.)$$

$$\text{Signal}_{\text{DTGS}} = A_2 \cdot \eta_{\text{DTGS}} \cdot \frac{d}{dE}P(E) \quad (3.22.)$$

où A_1 et A_2 dépendent de la géométrie du montage et du détecteur; $\phi(E)$ est le flux de photons d'énergie E ; $dP(E)/dE$ est la densité de puissance lumineuse; $\eta_{\text{SR}}(E)$ et η_{DTGS} sont les rendements respectifs du détecteur à SR et du détecteur DTGS. Le rapport des deux expressions donne:

$$\frac{\text{Signal}_{\text{SR}}(E)}{\text{Signal}_{\text{DTGS}}(E)} = C^{\text{te}} \cdot \frac{\eta_{\text{SR}}(E)}{E} \quad (3.23.)$$

Or, d'après la relation (1.5), $\eta_{SR}(E)/E$ est à un facteur près la sensibilité du détecteur; ce qui donne donc:

$$\frac{\text{Signal}_{SR}(E)}{\text{Signal}_{DTGS}(E)} = C^{te} \cdot S_{SR}(E) \quad (3.24.)$$

Le résultat de la division des deux spectres est donc directement proportionnel à la sensibilité du détecteur à SR.

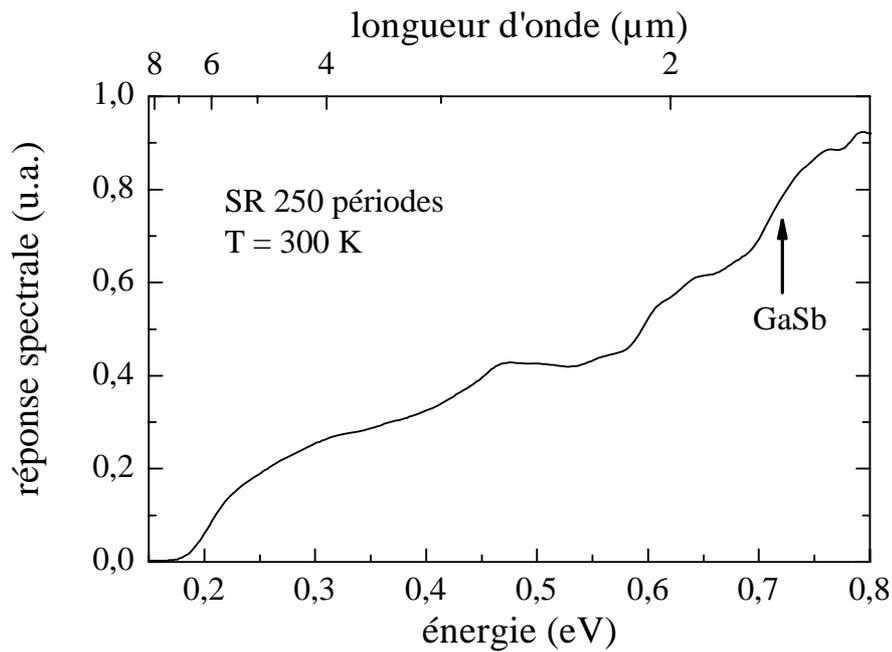


FIGURE 3.25. réponse spectrale corrigée du détecteur p-i-n à SR à 300 K.

La Figure 3.25 présente le résultat corrigé obtenu avec un détecteur p-i-n à SR de 250 périodes à une température de 300 K. Ce photodétecteur présente une longueur d'onde de coupure de 5.5 μm (220 meV) qui correspond à la transition fondamentale inter-minibande du SR, en accord avec les mesures d'absorption (cf. Chapitre 2). On peut aussi observer une deuxième coupure autour de 1.7 μm , signature du substrat GaSb.

En complément, nous avons effectué des mesures en faisant varier la température du détecteur de 90 K jusqu'à la température ambiante. Le résultat est reporté sur la Figure 3.26.

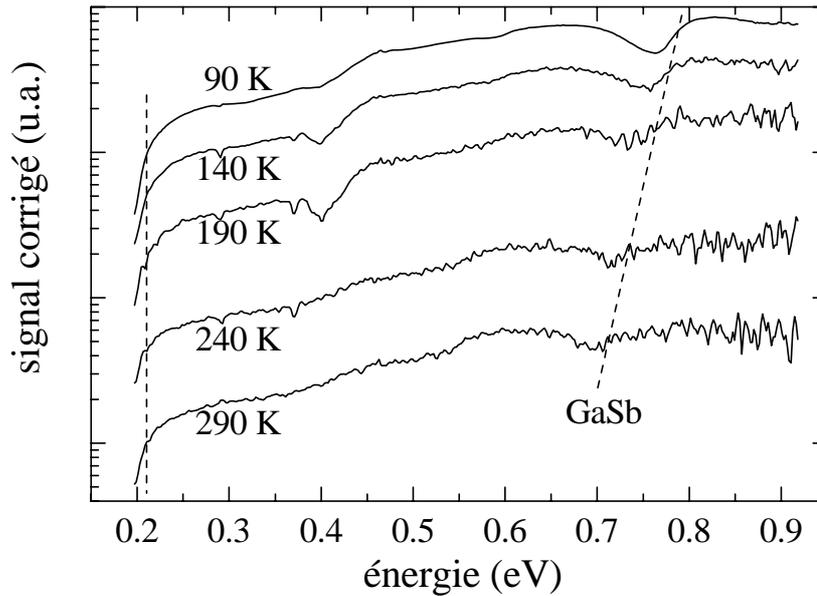


FIGURE 3.26. réponse du détecteur à SR de 250 périodes à différentes températures.

Celle-ci présente l'allure du spectre de sensibilité, relevé pour plusieurs températures. Il est intéressant de constater la très faible variation d'énergie de la longueur d'onde de coupure en comparaison avec celle du gap de GaSb.

3.3.c) Calibration de la sensibilité

La manipulation décrite précédemment ne fournit qu'une caractérisation qualitative de la réponse spectrale qu'il est nécessaire de calibrer afin de connaître la sensibilité en A/W du détecteur. Pour cela, nous utilisons un montage dans lequel nous focalisons sur le détecteur un laser VCSEL émettant à $2.3 \mu\text{m}$ fabriqué au laboratoire [Cerutti 2004b]. Le schéma de principe de la manipulation est présenté Figure 3.27.a).

Le faisceau du laser est caractérisé avec une barrette de détecteurs InGaAs étendu de 512 pixels, afin de mesurer la largeur d'émission après focalisation. Comme le montre la Figure 3.27.b), les dimensions du motif photodétecteur P_1 permettent d'injecter la quasi-totalité de la puissance lumineuse du laser. Cette dernière est mesurée par un puissance-mètre, tandis que le photocourant est mesuré par l'intermédiaire d'un amplificateur transimpédance. Le signal est ensuite dirigé vers un oscilloscope

numérique, et la contribution du courant d'obscurité est prise en compte en modulant la puissance lumineuse par un chopper.

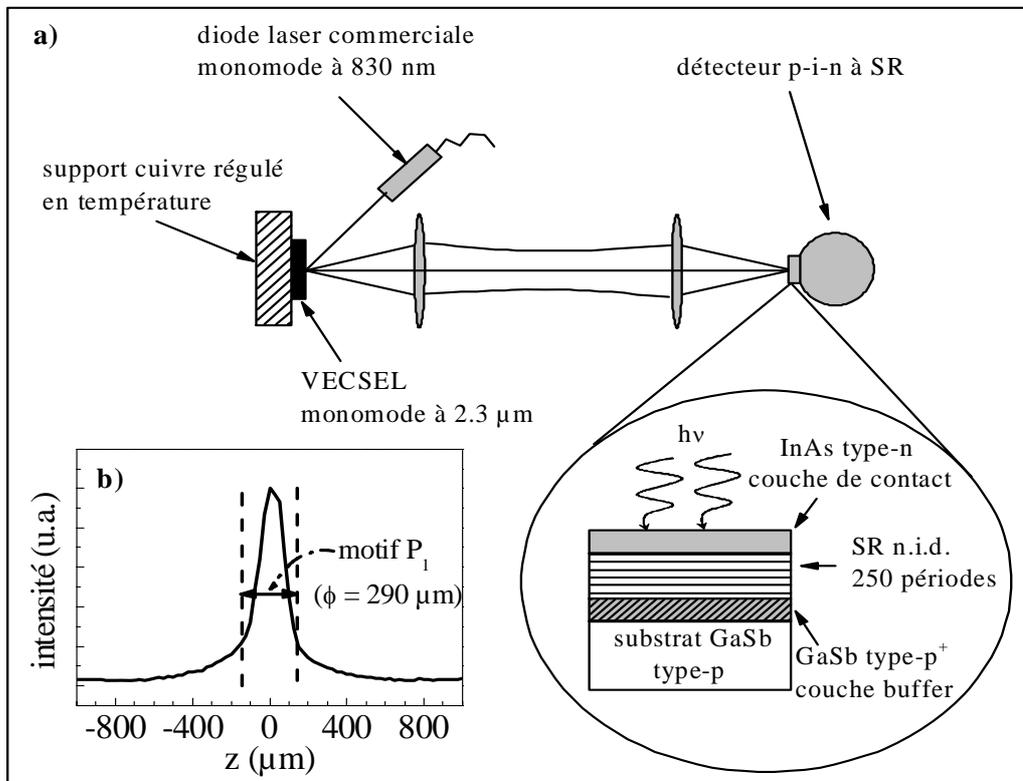


FIGURE 3.27. **a)** banc de mesure utilisé pour la mesure de la sensibilité des photodiodes; **b)** spectre d'émission du VCSEL.

La puissance lumineuse est mesurée devant la fenêtre du cryostat, et par conséquent, il est nécessaire d'évaluer les pertes engendrées à ce niveau. Nous avons donc effectué une série de mesures de puissance en fonction du courant injecté dans le laser avec et sans fenêtre devant le puissance-mètre, et mesuré une perte de 10%. Les mesures présentées ici tiennent compte de cette correction.

La sensibilité mesurée avec un détecteur à SR à 2.3 μm et 300 K est de 125.6 mA/W. Cette valeur particulière (à 2.3 μm) permet d'ajuster l'ensemble de la courbe de sensibilité de la Figure 3.25. Le résultat final est présenté sur la Figure 3.28.

Ainsi, la sensibilité est comprise entre 55 et 100 mA/W dans la gamme 3-5 μm. Les rendements quantiques externes correspondants sont compris entre 1.4 et 4.2%.

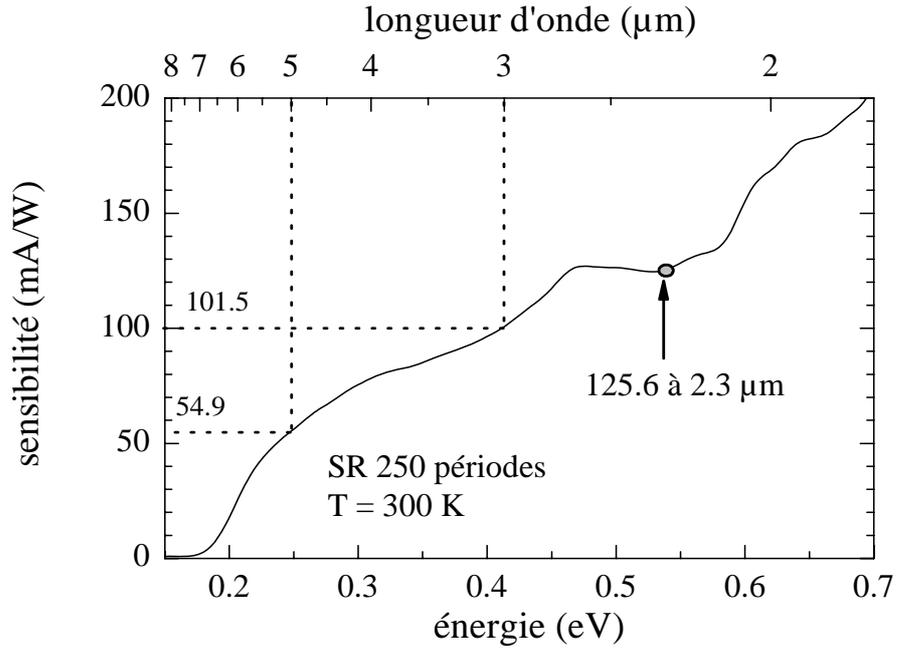


FIGURE 3.28. spectre de sensibilité calibrée d'un détecteur p-i-n à SR.

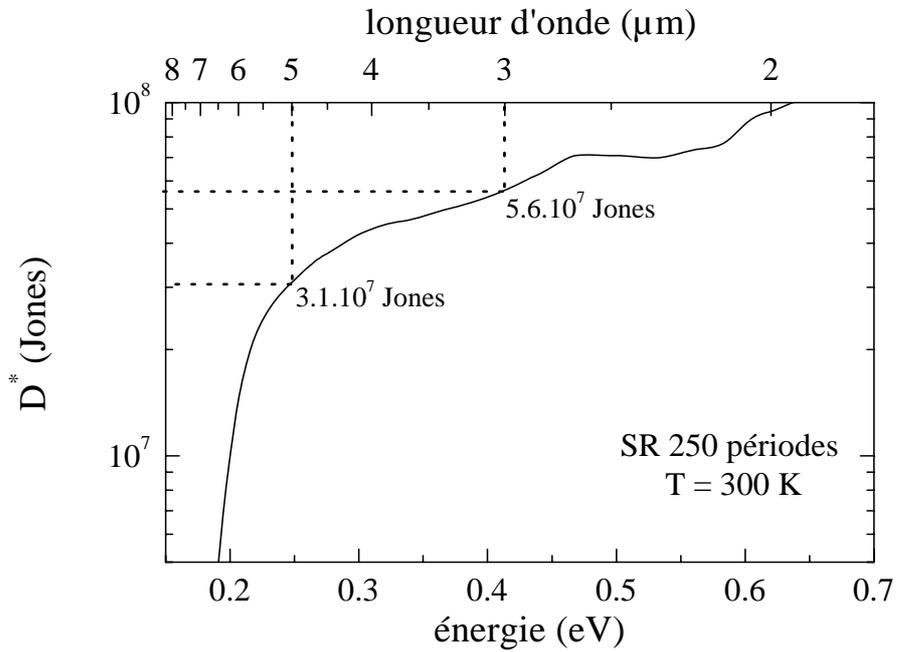


FIGURE 3.29. détectivité à 300 K d'un détecteur p-i-n à SR.

Connaissant le R_0A du motif utilisé ($2.75 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$) nous pouvons à présent déterminer la détectivité grâce à la formule (1.8). Les valeurs ainsi calculées sont compri-

ses entre 3.1 et $5.6 \cdot 10^7$ Jones dans la gamme 3-5 μm . La courbe complète est donnée Figure 3.29.

3.3.d) Rôle de l'épaisseur

L'épaisseur de la zone d'absorption joue un rôle remarquable dans les performances du détecteur. D'une part, par l'intermédiaire du coefficient d'absorption car la quantité de lumière absorbée est directement reliée à celle-ci. D'autre part (mais dans une moindre mesure) au niveau du facteur R_0A . Cependant, ces deux paramètres évoluent de façon antagoniste avec l'épaisseur, l'absorption augmentant et le R_0A diminuant avec celle-ci. La détectivité, proportionnelle à ces deux valeurs, doit donc connaître un maximum que nous tentons de déterminer dans ce paragraphe.

Pour cela, une série de quatre structures détectrices comparables à celle présentée Figure 3.1 ont été épitaxiées avec des épaisseurs de zone d'absorption respectives de 0.96, 1.6, 2.24 et 2.88 μm (soit 150, 250, 350 et 450 périodes).

Ces structures ont ensuite subi le procédé technologique décrit plus haut afin de comparer quantitativement leurs performances. L'analyse des caractéristiques courant-tension montre que les composants ont tous une densité de courant de fuite de surface comparable, de l'ordre de 100 mA/cm.

Le R_0A mesuré sur chaque motif C_1 est présenté sur la Figure 3.30, et l'on peut constater que les valeurs obtenues sont comprises entre 1.8 et $3.2 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$, soit une très faible variation.

Ces valeurs restent inférieures de deux décades environ à celles évaluées théoriquement et qui sont également reportées Figure 3.30.

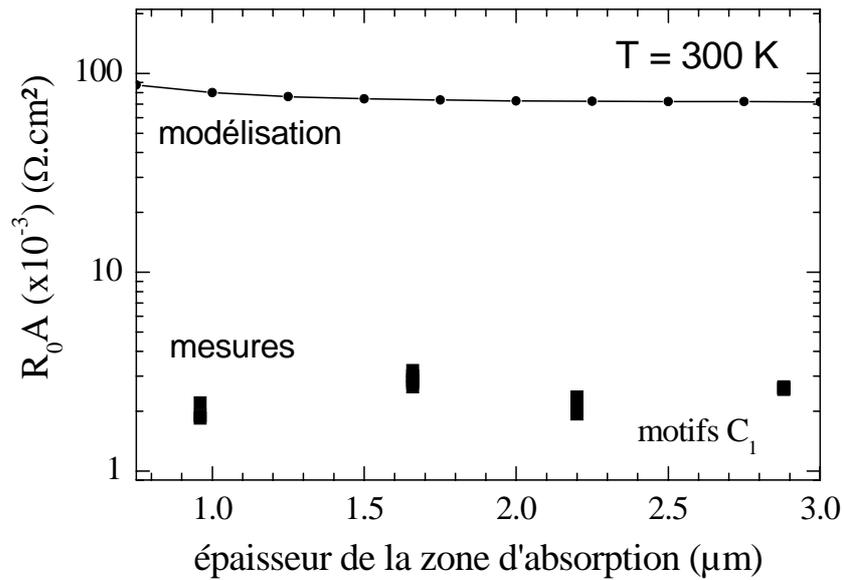


FIGURE 3.30. comparaison du R_0A mesuré et simulé à 300 K sur des diodes aveugles de 465 μm de diamètre, pour des épaisseurs de zone d'absorption de 150, 250, 350 et 450 périodes.

L'évolution de la sensibilité pour une longueur d'onde de 3 μm est beaucoup plus marquée (Figure 3.31), avec notamment une très forte augmentation entre 0.96 et 1.6 μm d'épaisseur de SR. La sensibilité passe de 25 mA/W à environ 100 mA/W entre ces deux structures, puis diminue plus légèrement pour le SR de 350 périodes (2.24 μm d'épaisseur). On observe une dispersion des résultats pour le dernier échantillon (50% de différence), surprenante car non présente sur les caractérisations courant-tension ni sur les valeurs de R_0A . Cependant, la baisse de sensibilité est confirmée.

Les rendements quantiques correspondants sont de l'ordre de 1% pour une épaisseur $d = 1\mu\text{m}$; 5% pour $d = 1.6\mu\text{m}$; 4.3% pour $d = 2.5\mu\text{m}$ et 3.9% pour $d = 2.9\mu\text{m}$. La comparaison avec les résultats théoriques reportée Figure 3.31.a montre que les valeurs mesurées sont environ cinq fois plus faibles que celles calculées.

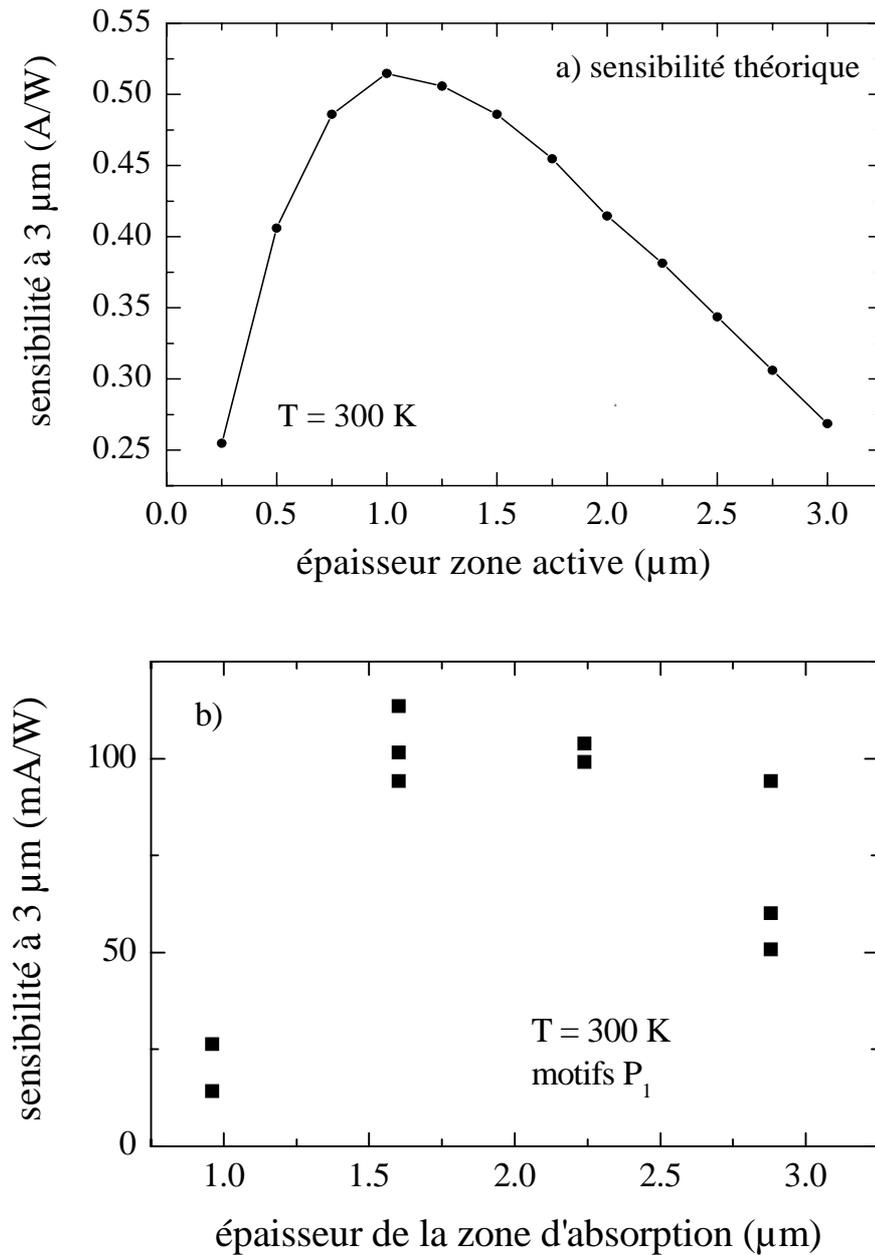


FIGURE 3.31. comparaison de la sensibilité mesurée (b) et calculée (a) à 300 K sur des photodiodes de 290 μm de diamètre, pour des épaisseurs de zone d'absorption de 150, 250, 350 et 450 périodes. Les valeurs théoriques prennent en compte un coefficient de réflexion de la face avant de 30%

Etant donnée la faible variation de R_0A entre ces divers échantillons (Figure 3.30), l'évolution de la détectivité est donc directement liée à celle de la sensibilité. Le résultat à $T = 300 \text{ K}$ de la détectivité spécifique, calculée à partir des résultats des Figures 3.25 et 3.26, est présenté sur la Figure 3.32.b et comparée avec la détectivité simulée Figure 3.32.a.

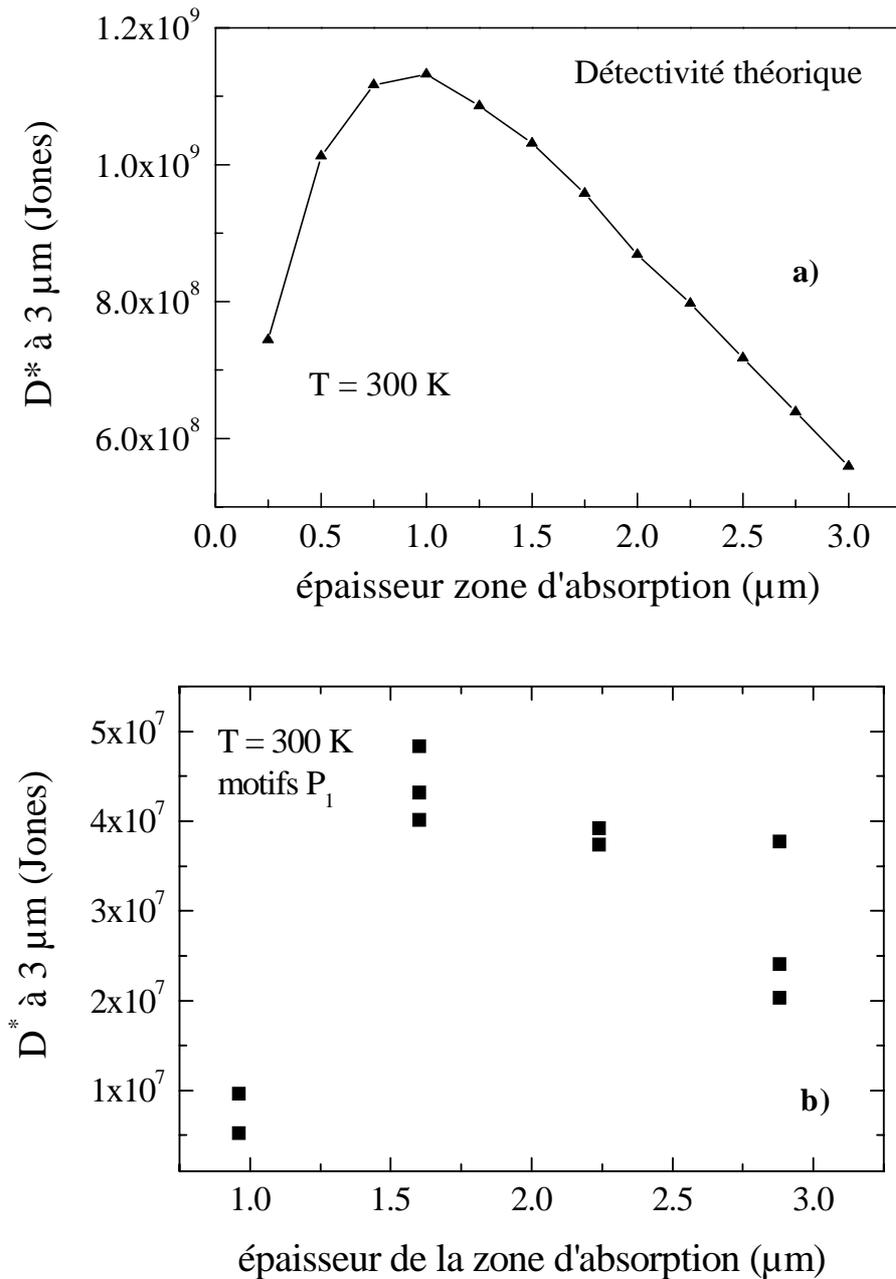


FIGURE 3.32. comparaison de la détektivité spécifique à la longueur d'onde de $3\ \mu\text{m}$ à $T = 300\text{ K}$ en fonction de l'épaisseur des SR. **a)** détektivité simulée; **b)** détektivité calculée.

Qualitativement, ces résultats confirment la présence d'un maximum de performance au niveau de l'épaisseur de la zone active à SR (aux alentours de $1.5\ \mu\text{m}$). Ils sont en léger décalage avec la modélisation où l'épaisseur de zone active optimale est de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. Quantitativement, les résultats sont faibles, au mieux égaux à $5 \cdot 10^7$ Jones à 300 K à $3\ \mu\text{m}$. Ces résultats sont environ une décade et demie plus faibles que les valeurs théoriques simulées et deux décades plus faibles que les détec-

teurs p-i-n à zone active d'InAsSb où des détectivités de $5.5 \cdot 10^9$ Jones ont été obtenues à 290 K à $3.39 \mu\text{m}$ [Marre 2003].

3.3.e) Influence d'une couche barrière d'AlGaSb

Le deuxième type de structure testé comprend une couche de ternaire $\text{Al}_{0.4}\text{GaSb}$ de $0.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur entre le buffer de GaSb et le SR.

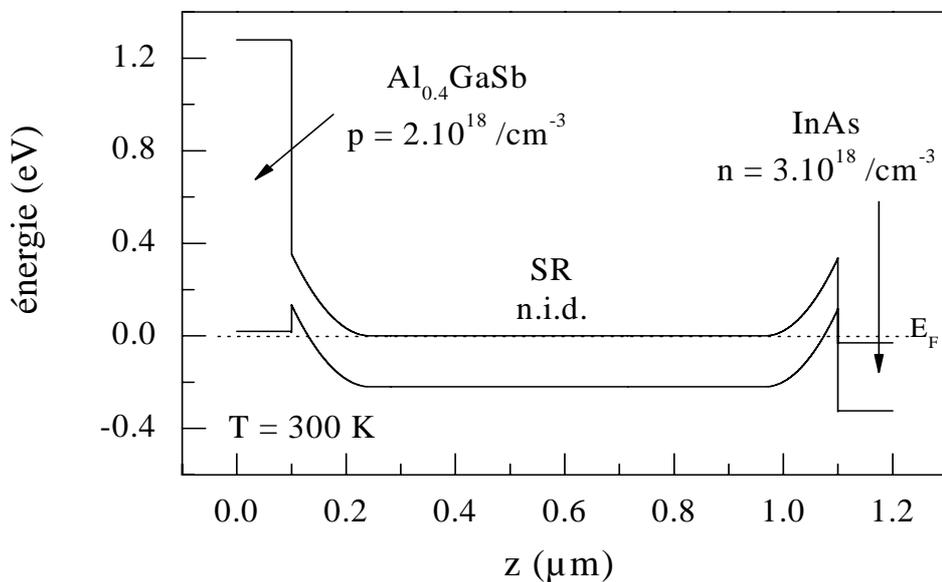


FIGURE 3.33. diagramme de bande d'énergie de la structure photodétectrice p-i-n contenant une couche ternaire AlGaSb à l'équilibre. L'origine des énergies correspond à la position du niveau de fermi E_F

Celle-ci a pour objectif d'une part d'augmenter la zone de charge d'espace de l'hétérojonction, et d'autre part, d'augmenter la tension de claquage en inverse afin de pouvoir travailler en régime de photodiode. Le diagramme de bande d'énergie de cette structure est représenté Figure 3.33.

Deux remarques importantes peuvent être formulées à propos de l'interface entre le SR et la couche d'AlGaSb; tout d'abord, l'alignement des bandes est de type 1, et il existe par conséquent une légère zone d'accumulation des trous dans la bande de

valence, pouvant amener des recombinaisons à même de pénaliser le rendement quantique. Ensuite, la zone de charge d'espace est un peu plus étendue, passant de 96 nm pour l'échantillon de référence (sans couche ternaire) à 126 nm ici.

Les caractéristiques courant-tension des trois motifs de diodes aveugles C_1 , C_2 et C_3 mesurées à 300 K sont tracées Figure 3.34. Le comportement redresseur est clairement visible, et la tension de claquage est effectivement plus importante que pour la structure précédente.

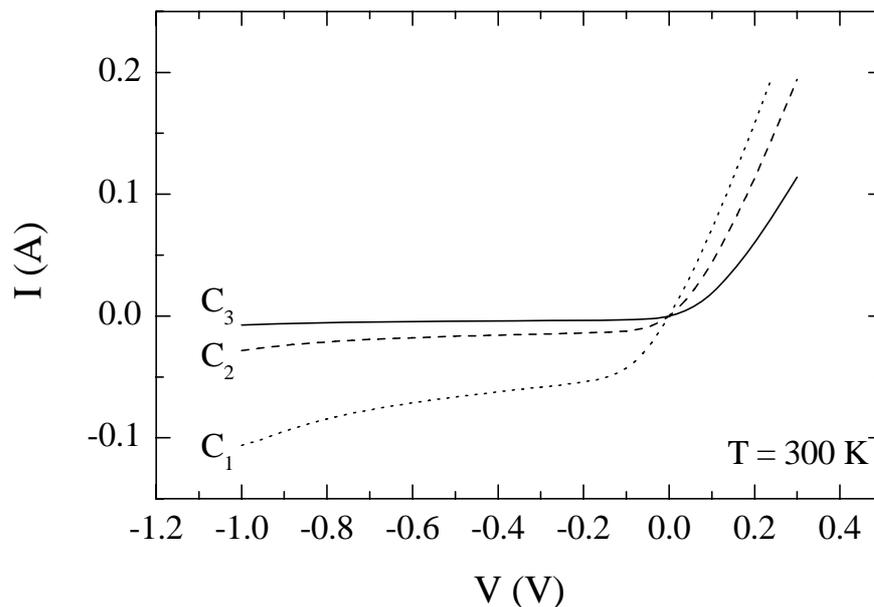


FIGURE 3.34. caractéristiques courant-tension du photodétecteur $p-i-n$ mesurées sur les diodes aveugles C_1 , C_2 et C_3 (465, 225 et 105 μm de diamètre respectivement)

L'analyse de ces courbes (Figure 3.35) montre que la densité de courant de surface est équivalente à celle déterminée dans le cas de la diode sans couche ternaire (95 mA/cm). La reproductibilité du procédé technologique permet donc de comparer les densités de volumes. Celui-ci vaut ici 23 A/cm², soit environ 30% inférieur à la valeur précédemment trouvée.

De même, la contribution en volume du R_0A est améliorée et vaut environ $7.5 \cdot 10^{-3}$ Ωcm^2 . L'évolution de la caractéristique courant-tension entre 80 et 300 K, mesurée sur les motifs C_1 de 465 μm de diamètre est présentée Figure 3.36.

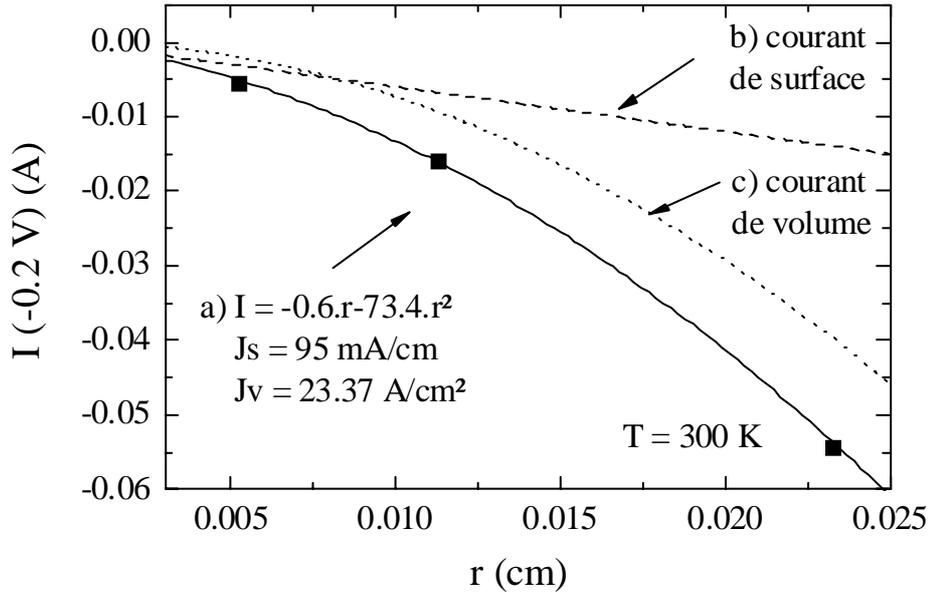


FIGURE 3.35. report des valeurs de courants mesurés en inverse à -200 mV à $T = 300\text{ K}$ pour différentes tailles de diodes. Comparaison avec des modèles prenant en compte des courants de surface et de volume (a), exclusivement de surface (b), exclusivement de volume (c).

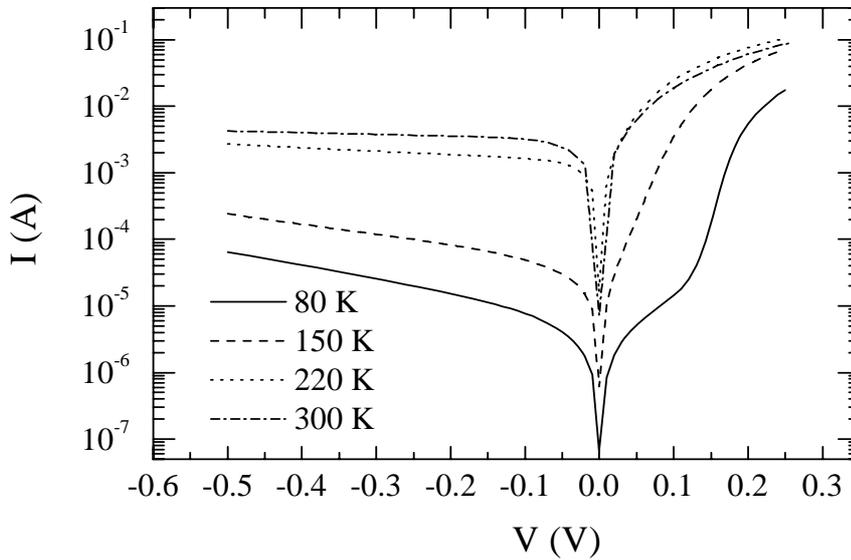


FIGURE 3.36. évolution de la caractéristique courant-tension entre 80 et 300 K.

La sensibilité de cet échantillon a également été mesurée à 300 K à l'aide du montage présenté Figure 3.27. La valeur obtenue permet de calibrer l'ensemble de la courbe de réponse spectrale, et montre une sensibilité comprise entre 79 et 136 mA/W entre 3 et 5 μm (Figure 3.37). Ces valeurs sont significativement plus élevées que dans le cas de la photodiode ne contenant pas de couche ternaire (55-100 mA/W).

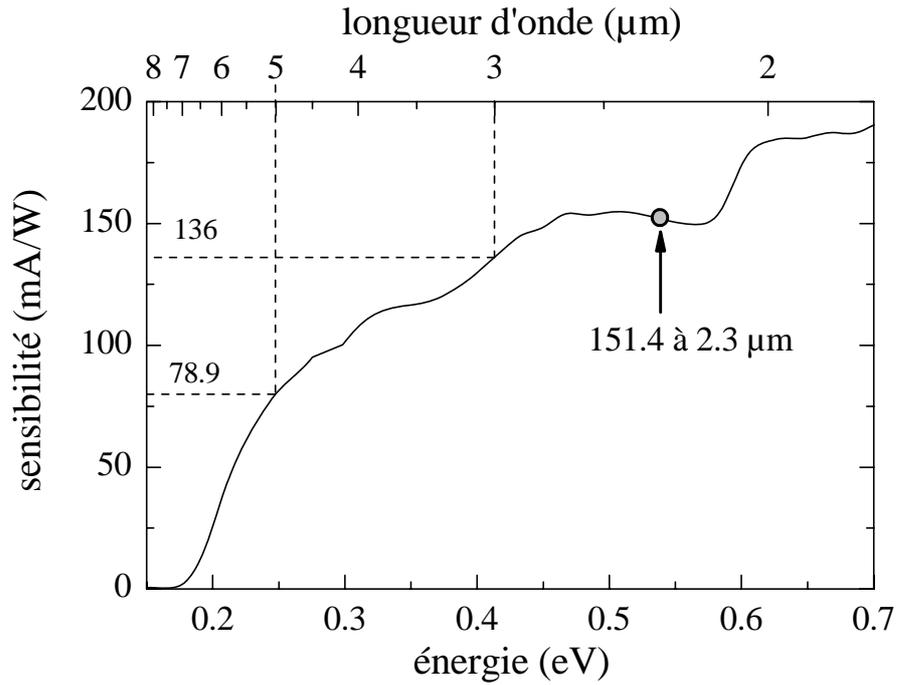


FIGURE 3.37. spectre de sensibilité de la photodiode à SR de 250 périodes, contenant une couche ternaire.

L'amélioration conjointe du R_0A et de la sensibilité conduit bien évidemment à une augmentation de la détectivité spécifique.

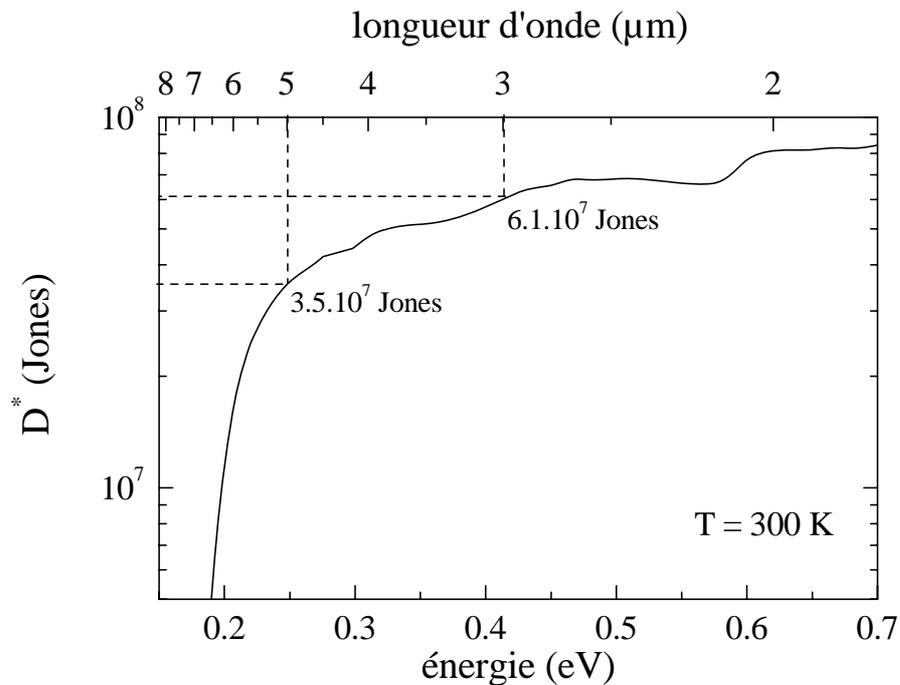


FIGURE 3.38. détectivité à 300 K du détecteur contenant une couche ternaire d'AlGaSb.

La courbe calculée pour une photodiode P_1 (290 μm de diamètre et $3.23 \cdot 10^{-3} \Omega\text{cm}^2$ de R_0A) est reportée Figure 3.38. Ainsi, entre 3 et 5 μm , la détectivité est comprise entre 3.5 et $6.1 \cdot 10^7$ Jones.

3.3.f) Réponse en polarisation inverse

La Figure 3.39 permet de visualiser la différence entre les caractéristiques courant-tension des photodétecteurs avec et sans couche ternaire à l'interface entre le SR et la couche buffer GaSb.

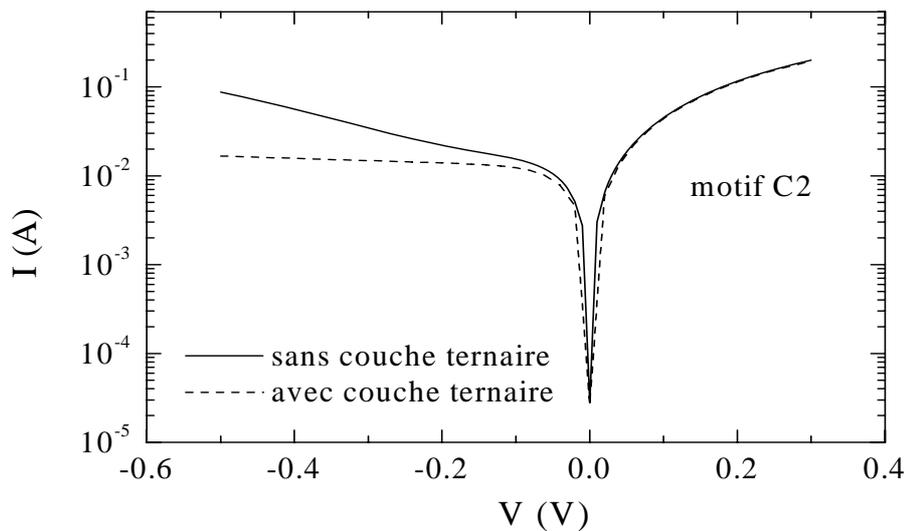


FIGURE 3.39. comparaison des caractéristiques courant-tension à 300 K des détecteurs à SR avec et sans couche ternaire.

En polarisation inverse, le courant augmente de manière beaucoup plus importante dans le premier cas. L'allure de la caractéristique de la diode avec couche ternaire montre en effet un courant d'obscurité compris entre 0.01 et 0.015 mA pour des tensions de -0.1 à -0.5 V.

Cette faible évolution permet d'envisager un fonctionnement sous polarisation inverse de la photodiode. Nous avons en conséquence déterminé l'évolution de la sensibilité de celle-ci en appliquant une tension. Le résultat est présenté

Figure 3.40, et fait apparaître une très nette augmentation, de l'ordre d'un facteur trois de la sensibilité entre 0 et -0.4 V, valeur à partir de laquelle existe une saturation. La sensibilité atteint ainsi des valeurs comprises entre 227 et 362 mA/W dans la gamme 3-5 μm .

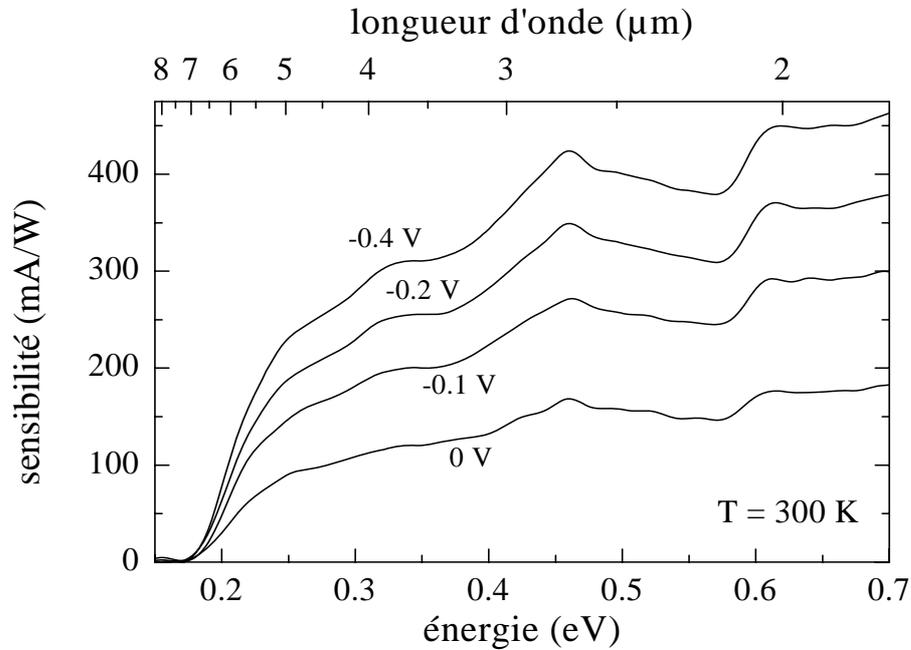


FIGURE 3.40. évolution de la réponse spectrale sous l'effet de la polarisation inverse.

Cependant, cette augmentation ne préjuge en rien celle de la détectivité. En effet, celle-ci s'exprime en polarisation inverse par :

$$D^* = S(V) \sqrt{\frac{1}{4 \cdot q \cdot J_{\text{obs}}(V)}} \quad (3.25.)$$

où $J_{\text{obs}}(V)$ est la densité de courant d'obscurité. Ainsi, la forte augmentation de sensibilité est largement pénalisée par la valeur du courant d'obscurité à 300 K, qui bien qu'évoluant peu avec la polarisation, n'en reste pas moins élevée. La Figure 3.41 présente la courbe de détectivité obtenue dans ces conditions (300 K et -0.4 V). Les valeurs calculées sont comprises entre 4.5 et 7.2.10⁷ Jones dans la gamme 3-5 μm .

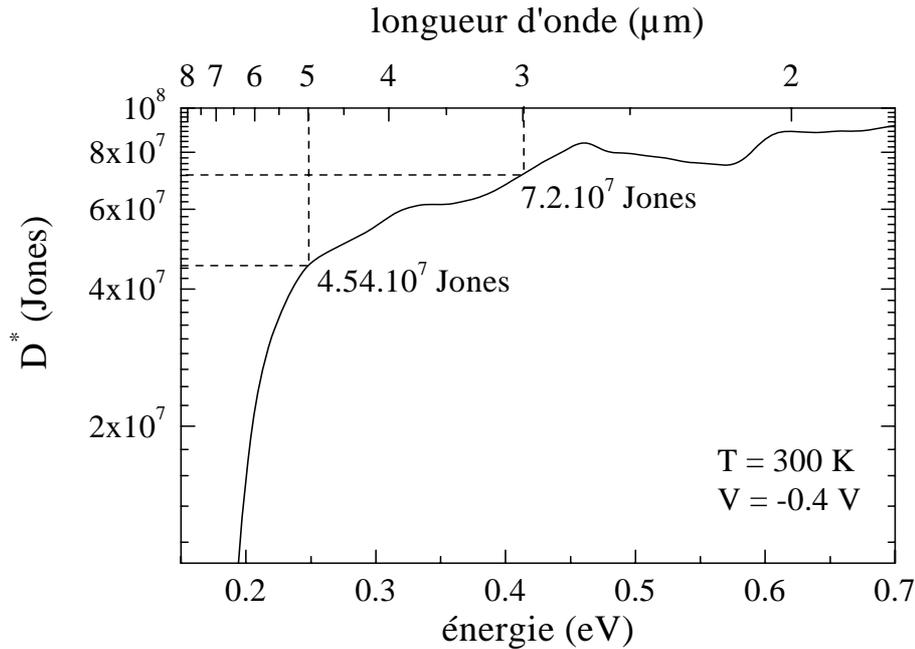


FIGURE 3.41. *défectivité à 300 K et -0.4 V du détecteur avec couche ternaire.*

3.4 Conclusion du Chapitre 3

Les résultats théoriques et expérimentaux sur les photodétecteurs p-i-n à SR InAs/GaSb sur substrat GaSb(p) ont été présentés dans ce chapitre.

Tout d'abord, une modélisation du composant dans le cadre du formalisme des éléments finis a été menée pour une température de 300 K. Cette modélisation utilise les paramètres numériques déduits des mesures initiales effectuées sur la structure à SR (gap de la structure, dopages, mobilités, coefficient d'absorption), complétés par des valeurs usuelles issues de la littérature pour l'alliage équivalent (durée de vie, longueur de diffusion, densités d'états). Nous avons étudié théoriquement l'influence de la zone active sur les grandeurs physiques qui caractérisent les performances du photodétecteur que nous avons supposé optimisé (présence d'une couche antireflet). Pour un dopage de zone active de $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, le produit R_0A est égal à $7.5 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Cette valeur est peu sensible à la largeur de la zone active mais elle augmente lorsque le dopage s'accroît. Le rendement quantique en revanche est fonc-

tion de la largeur de la zone absorbante et présente un maximum de 25% pour une épaisseur optimale de 1.25 μm . La réponse en courant montre un comportement similaire avec une sensibilité théorique maximale de 0.68 A/W. Enfin, la détectivité théorique D^* (300 K, $\lambda = 4 \mu\text{m}$) est égale à $1.5 \cdot 10^9$ Jones. Ces caractéristiques sont modestes pour un fonctionnement dans le MWIR. Rappelons que les calculs utilisent des paramètres mesurés (et non idéaux), et que par ailleurs, la structure photovoltaïque modélisée n'a pas été optimisée.

À la suite de la modélisation, nous avons présenté la fabrication des photodétecteurs à géométrie mesa. Des essais de passivation de surface des diodes, suivant des procédures classiques de la littérature avec des solutions $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, ont donné des résultats très décevants avec très peu d'amélioration sur les valeurs du R_0A .

Nous avons effectué à $T = 300 \text{ K}$ des caractérisations électriques et spectrales sur le composant présentant une zone active à SR de 250 périodes (1.6 μm). L'étude des caractéristiques courant-tension réalisées sur des diodes présentant des motifs de différentes tailles a montré la présence de forts courants de fuite de surface, confirmant la faiblesse du traitement de passivation. Suivant la taille des motifs des diodes aveugles, des valeurs de R_0A de l'ordre de 3 à $4 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ont été mesurées. En terme de réponse spectrale, nous avons obtenu à $T = 300 \text{ K}$ des valeurs de 100 mA/W à la longueur d'onde de 3 μm , ce qui donne des valeurs de détectivité spécifique de $5.6 \cdot 10^7$ Jones, une décade et demie plus faible que les prévisions théoriques ($1.1 \cdot 10^9$ Jones à 3 μm).

Ensuite, nous avons effectué une étude en fonction de l'épaisseur de la zone d'absorption. Les mesures de réponse spectrale montrent clairement une optimisation des performances des photodétecteurs pour une largeur de zone active autour de 1.5 μm (soit pour un SR de 250 périodes).

Pour terminer, nous avons étudié l'influence d'une couche ternaire d'AlGaSb, insérée entre le buffer de GaSb et le SR de 250 périodes, qui *a priori* doit augmenter la largeur de zone de charge d'espace et la tenue du composant en polarisation inverse. Les améliorations apportées par cette couche supplémentaire sont modérées en régime photovoltaïque. Nous avons mesuré un R_0A de $3.25 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et une sensi-

bilité de 136 mA/W à 3 μm et à température ambiante. Par contre, en régime de photodiode, les résultats sont plus convaincants. D'une part, la couche ternaire met en évidence des possibilités de polarisation inverse accrues avec un courant d'obscurité relativement constant entre -0.1 V et -0.5 V. D'autre part, les mesures de réponse spectrale sont fortement améliorées sous polarisation inverse de -0.4 V pour atteindre une sensibilité de 362 mA/W à 3 μm . Cependant, cette augmentation de sensibilité d'un facteur 3.6 par rapport à la structure photovoltaïque sans couche ternaire n'est pas directement répercutée sur la détectivité spécifique. En effet, bien que disposant d'un meilleur comportement en polarisation inverse, le courant d'obscurité reste important et pénalise le gain de sensibilité. La valeur de D^* à 300 K sous polarisation de -0.4 V et à la longueur d'onde de 3 μm , reste limitée à $7.2 \cdot 10^7$ Jones.

Ces caractéristiques sont les premières reportées à température ambiante avec une structure photodéetectrice à SR InAs/GaSb opérant dans le MWIR. Ces résultats complètent celui obtenu, avec le même système, par Mohseni et al. dans le LWIR ($1 \cdot 10^8$ Jones pour une longueur d'onde de 8 μm [Mohseni 2001]). Cela constitue la démonstration qu'un détecteur à SR InAs/GaSb peut fonctionner à température ambiante. Toutefois, les performances affichées restent très inférieures à celles des détecteurs massifs à transitions inter-bandes, comme les détecteurs PV commerciaux à InAs ($3.7 \cdot 10^9$ Jones à 3.4 μm^1) ou à HgCdTe ($1.5 \cdot 10^9$ Jones à 4 μm^2) ou bien les hétérostructures InAs_{0.91}Sb_{0.09}/GaSb ($5.5 \cdot 10^9$ Jones à 3.39 μm [Marre 2003]). Une optimisation de notre structure PV pour un fonctionnement à température ambiante est tout à fait envisageable. Cette optimisation doit reposer sur un nouveau dessin de la structure, basé sur la modélisation, ainsi que sur une amélioration du procédé technologique (en particulier la passivation).

1. <http://www.judsontechnologies.com/>
2. <http://www.vigo.com.pl/>

~

Conclusion

~

Conclusion et perspectives

Ce travail a constitué la première étape d'une étude devant conduire à l'élaboration de matrices de détecteurs à plans focaux à base de superréseaux GaSb/InAs fonctionnant à température ambiante, dans la gamme 3-5 μm . Ce système de matériau original apparaît effectivement comme un candidat extrêmement sérieux pour le passage à une nouvelle génération de caméras infrarouges. En effet, le principe de fonctionnement des superréseaux, à mi-chemin entre celui des matériaux massifs et celui des multipuits quantiques, permet une grande flexibilité de conception, tant dans le design de la structure, que dans celui de la période composant le superréseau. L'absorption des photons peut être obtenue par transitions interminibandes pour des longueurs d'onde comprises entre 3 et 20 μm . C'est donc un système de choix pour la détection multispectrale. C'est aussi un composant à porteurs minoritaires, permettant un fonctionnement en polarisation inverse. Enfin, la croissance épitaxiale de tels composants hérite de la filière III-V des qualités d'homogénéité à même de satisfaire les besoins de matrices de grande taille.

Notre objectif était donc de concevoir, réaliser par EJM, et caractériser des structures photodéectrices à superréseau InAs/GaSb, dans le but de déterminer leurs performances à température ambiante.

Le nécessaire travail de mise en perspective du sujet constitue le Chapitre 1 de ce mémoire. Nous avons défini les grandeurs caractéristiques de l'émission et de la détection infrarouge. Puis, par l'analyse des forces et faiblesses des technologies dominant actuellement l'imagerie infrarouge, nous avons argumenté sur l'apport intéressant que représente les détecteurs à superréseaux GaSb/InAs.

Le Chapitre 2 est consacré au choix d'une période et à la mise au point de la croissance par EJM des superréseaux en accord de maille sur substrat GaSb. Nous avons tout d'abord présenté la modélisation des niveaux d'énergie des minibandes, en prenant en compte l'existence d'une énergie potentielle de perturbation aux interfaces, perturbation engendrée par l'empilement de très fines couches (~ 3 nm) sans atome commun. Cette simulation a montré un très bon accord avec les données expérimentales ainsi qu'avec les modèles atomistiques disponibles dans la littérature. Notre choix s'est alors porté sur le superréseau de période GaSb (10 MC) / InAs (10 MC), dont la longueur d'onde de coupure permet une détection dans l'ensemble de la gamme 3-5 μm .

L'accord de maille sur substrat GaSb d'un tel superréseau a été obtenu en insérant de l'InSb à l'interface GaSb sur InAs. L'influence de l'épaisseur de cette couche sur les caractéristiques cristallines et sur le désaccord de paramètre de maille a été étudiée, et montre qu'une qualité optimale de la croissance est obtenue pour une épaisseur d'une monocouche d'InSb. Des échantillons comprenant des superréseaux de 100 périodes (soit une épaisseur totale de 0.6 μm) ont ainsi été épitaxiés et présentent un désaccord de paramètre de maille de -0.03% avec le substrat GaSb. La rugosité de surface mesurée par AFM est de 3 Å, soit environ une monocouche atomique. La finesse des pics satellites observés par DDX (28.5 arcsec) ainsi qu'une photoluminescence intense confirme l'excellente qualité cristalline apportée par ce procédé de compensation de la contrainte. Cette étape importante nous a permis d'envisager la croissance de superréseaux épais nécessaire pour une forte absorption de la lumière.

Plusieurs séries d'échantillons nous ont ensuite amenés à une meilleure compréhension de l'influence des paramètres de fabrication tels que la température de croissance et des flux d'éléments V, d'une importance capitale dans la définition des interfaces. Ainsi, une température de croissance optimale proche de 390 °C et une procédure permettant d'ajuster au mieux les vitesses d'incorporation des éléments V ont été déterminées. Cette étude a abouti à l'établissement d'une procédure de calibration des paramètres assurant par la suite une grande reproductibilité des épitaxies.

En complément, des mesures de Hall ont été réalisées. À 300 K, le superréseau est de type n, avec des concentrations typiquement de $7 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$, et une mobilité de $1800 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. La dépendance de l'intensité de photoluminescence a été étudiée et montre un T_0 de 71 K à basse température. Enfin, les mesures de transmission effectuées ont permis d'établir un coefficient d'absorption compris entre 3 800 et 5 500 cm^{-1} dans la gamme 3-5 μm .

Le Chapitre 3 présente à la fois une modélisation des performances et les résultats de caractérisations obtenus à température ambiante sur des détecteurs dont la zone d'absorption est constituée par le superréseau.

Le choix de la structure s'est porté sur une configuration de type p-i-n, où le superréseau non intentionnellement dopé est intercalé entre une couche de GaSb dopé p (Be) à $2 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$, et une couche d'InAs dopé n (Si) à $3 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ de 0.3 μm d'épaisseur face avant. Les photodétecteurs à géométrie mesa ont été réalisés par photogravure selon une procédure de fabrication standard. Les essais de passivation des flancs du mesa par le sulfure d'ammonium $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, souvent utilisés pour les composés à base de GaSb, ont ici donné des résultats médiocres.

Les caractéristiques courant-tension réalisées sur des diodes de tailles différentes ont confirmé la faiblesse du traitement de passivation avec la présence de forts courants de fuite de surface. Pour un superréseau de zone active comprenant 250 périodes (1.6 μm d'épaisseur), des valeurs de R_0A de l'ordre de 3 à $4 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ont été mesurées à $T = 300 \text{ K}$. Cet ordre de grandeur varie peu avec l'épaisseur et la comparaison avec la modélisation montre qu'une décade supplémentaire peut être attendue.

Le maximum de sensibilité est atteint pour un superréseau d'épaisseur 1.6 μm , soit 250 périodes. Une réponse de 100 mA/W a été obtenue à température ambiante à la longueur d'onde de 3 μm , cinq fois plus faible que les prévisions théoriques. Une amélioration quantitative des mesures de photocourant est obtenue en insérant une couche ternaire d' $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{Sb}$ entre le buffer de GaSb et le superréseau. Le rôle de cette couche à grand gap (1.26 eV) est de permettre une polarisation en inverse plus

aisée pour un régime de fonctionnement en photodiode. Sous polarisation de -0.4 V, une réponse spectrale de 360 mA/W à 3 μm est mesurée à 300 K, menant, *in fine*, à une valeur de détectivité spécifique calculée $D^* = 7.2 \cdot 10^7$ Jones à 300 K. Cette valeur est à comparer avec les résultats obtenus dans le LWIR avec des photodétecteurs utilisant le même système InAs/GaSb: $D^* = 1 \cdot 10^8$ Jones à 8 μm [Mohseni 2001]. Elle reste nettement inférieure à celles des détecteurs massifs à InAs ou HgCdTe qui présentent des détectivités de l'ordre de $1 \cdot 10^9$ Jones dans le MWIR.

Pour améliorer les performances de nos photodétecteurs à température ambiante, plusieurs perspectives sont envisageables.

Elles concernent en premier lieu le procédé technologique de fabrication des composants. Une nouvelle procédure mettant en jeu quatre niveaux de masquages est actuellement mis au point afin d'obtenir des diodes de petites tailles, une protection par dépôt de diélectrique ainsi que des reports de contacts mieux adaptés. De plus, le procédé de passivation doit absolument être revu et de nouvelles solutions passivantes à base de composés organiques sont actuellement testées. La solution permettant de graver les mesas doit elle aussi être optimisée, de façon à rendre les surfaces gravées les plus lisses possibles, ce qui devrait diminuer grandement la densité d'état de surface et rendre la passivation plus efficace.

D'autre part, la jonction entre le superréseau et la couche contact supérieure d'InAs doit être repensée, car elle est sans doute à l'origine de recombinaison entraînant une perte de rendement due à l'alignement de type III. Cette hétérojonction semble de surcroît être très pénalisante à basse température, en particulier sur le produit R_0A de la diode. Une interface graduelle pourrait être envisagée, ou bien le surdopage n d'une dizaine de périodes de SR, afin d'établir localement un champ électrique empêchant les trous de se déplacer vers la couche d'InAs.

À l'opposé, nous avons vu que la présence d'une couche ternaire d'AlGaSb du côté p avait une action favorable sur les performances du détecteur. Cependant, la discontinuité d'énergie observée entre la bande de valence d'AlGaSb et la minibande

de trous lourds du superréseau doit être éliminée. Là aussi, des essais avec une interface graduelle ou une fine couche d'InAlAsSb [Marre 2003] pourraient être effectués.

De plus, les simulations ont montré qu'un dopage du superréseau permettrait d'augmenter significativement le produit R_0A . Il faut donc déterminer quel est le meilleur moyen de doper celui-ci pour ne pas nuire dramatiquement à la mobilité des porteurs (dopage complet du superréseau ou uniquement des couches d'InAs par exemple). À ce propos, une étude plus approfondie du comportement du dopage résiduel en fonction de la température permettrait sans doute de comprendre l'origine du changement de type intervenant aux alentours de 200 K.

Enfin, cette étude a porté sur un superréseau symétrique composé de 10 ML de GaSb et 10 ML d'InAs. À longueur d'onde de coupure équivalente, il est possible d'améliorer l'interaction rayonnement-matière, par optimisation du recouvrement des fonctions d'onde électron-trou, en adaptant les épaisseurs et/ou les compositions des couches constituant le superréseau.

En conclusion de ce travail, nous avons fait la démonstration que des structures PV à superréseau InAs/GaSb pouvaient fonctionner dans le MWIR à température ambiante (300 K). Les performances obtenues sont très modestes, mais elles sont largement optimisables, tant au niveau du design que de la technologie de fabrication. Nous sommes persuadés que les différentes pistes que nous proposons ici, devraient permettre d'améliorer considérablement les caractéristiques de nos détecteurs et d'aboutir à un fonctionnement performant à température ambiante.

~

Bibliographie

~

Bibliographie

-A-

[Aifer 2003] E. Aifer, E. Jackson, G. Boishin, L. Whitman, I. Vurgaftman, J. Meyer, J. Culbertson and B. Bennett, "Very-long wave ternary antimonide superlattice photodiode with 21 μm cutoff." *Applied Physics Letters*, **82**(25), p: 4411-4413 (2003).

[Aït-Kaci 2005] H. Aït-Kaci, J. Nieto, J. Rodriguez, P. Grech, F. Chevrier, A. Joullie and P. Christol, "Optimization of InAsSb photodetector for non-cryogenic operation in the mid-infrared range." *Physica Status Solidi*, **202**(4), p: 647-651 (2005).

[Alphandery 1999] E. Alphandery, R. Nicholas, N. Mason, B. Zhang, P. Mock and G. Booker, "Self-assembled InSb quantum dots grown on GaSb: A photoluminescence, magnetoluminescence, and atomic force microscopy study." *Applied Physics Letters*, **74**(14), p: 2041-2043 (1999).

[Andreev 1997] I.A. Andreev, E.V. Kunitsyna, V.M. Lantratov, T.V. L'vova, M.P. Mikhaïlova, Yu.P. Yakovlev, "Sulfide passivation of GaSb/GaInAsSb/GaInAsSb photodiode heterostructures", *Semiconductors* 31, 556-559 (1997).

-B-

[Bandara 2003] S. Bandara, S. Gunapala, J. Liu, S. Rafol, D. Ting, J. Mumolo, R. Chuang, T. Trinh, J. Liu, K. Choi, M. Jhabvala, J. Fastenau and W. Liu, "Four-band quantum well infrared photodetector array." *Infrared Physics & Technology*, **44**(5-6), p: 369-375 (2003).

[Bastard 1988] Bastard G. "Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures" Les éditions de la physique (1988). ISBN 2-86883-092-7.

[Bessolov 1998] V.N. Bessolov, M.V. Lebedev, "*Chalcogenide passivation of III-V semiconductor surfaces*", Semiconductors, 32, 1141-1156 (1998).

[Bin 2002] Bin He Wu, GuanQun Xia, ZhiHuai Li, and Jian Zhou, "*Sulphur passivation of the InGaAsSb/GaSb photodiodes*", Appl. Phys. Lett., 80 (7), 1303-1305 (2002)

[Bürkle 2002] L. Bürkle and F. Fuchs, "*InAs/(GaIn)Sb superlattices : a promising material system for infrared detection*" Handbook of Infrared Detection Technologies, Mohamed Henini and Mahijeh Razeghi editeurs, Elsevier, UK, chapitre 5, p.159-189 (2002).

[Bürkle 2000] L. Bürkle, F. Fuchs, J. Schmitz and W. Pletschen, "*Control of the residual doping of InAs/(GaIn)Sb infrared superlattices.*" Applied Physics Letters, 77(11), p: 1659-1661 (2000).

-C-

[Canedy 2003] C.L. Canedy, W.W. Bewley, C.S. Kim, I. Vurgaftman and J.R. Meyer "*Dependence of type-II "W" mid-infrared photoluminescence and lasing properties on growth conditions*". Journal of Applied Physics, 94(3) p: 1347-1355 (2003).

[Cerutti 2004] Thèse de doctorat, 2004: "*Étude et mise au point des moyens et procédures d'épitaxie par jets moléculaires pour fabriquer des structures VCSEL à base d'antimoniures.*"

[Cerutti 2004b] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard and F. Genty "*high temperature continuous wave operation of Sb-based vertical external cavity surface emitting laser near 2.3 μm* ", J. Crystal Growth, 2004, 268, pp. 128-134

[Chakrabarti 2004] S. Chakrabarti, A. Stiff-Roberts, P. Bhattacharya, S. Gunapala, S. Bandara, S. Rafol and S. Kennerly, "*High-temperature operation of InAs-GaAs quantum-dot infrared photodetectors with large responsivity and detectivity.*" IEEE Photonics Technology Letters, 16(5), p: 1361-1363 (2004).

[Chen 1996] S.M. Chen, Y.K. Su and Y.T. Lu, "*Doping effect on intersubband and interband optical transitions in GaSb-InAs superlattices*". IEEE Journal of Quantum Electronics, **32**(2), p: 277-283 (1996).

[Chow 1990] D. Chow, R. Miles, J. Soderstrom and T. McGill, "*Growth and characterization of InAs/Ga_{1-x}In_xSb strained-layer superlattices*." Applied Physics Letters, **56**(15), p: 1418-1420 (1990).

[Costard 2003] E. Costard, P. Bois, A. De Rossi, A. Nedelcu, O. Cocle, F.-H. Gauthier and F. Audier, "*QWIP detectors and thermal imagers*." Comptes Rendus Physique, **4**(10), p: 1089-1102 (2003).

-D-

[Dente 2002] G. Dente and M. Tilton, "*Comparing pseudopotential predictions for InAs/GaSb superlattices*." Physical Review B, **66**(16), p: - (2002).

[Destefanis 2003] G. Destefanis, "*New generations of infrared detectors based on HgCdTe*." Comptes Rendus Physique, **4**(10), p: 1109-1120 (2003).

[Dutta 1994] P. S. Dutta, K.S. Sangunni, H.L. Bhat, V. Kumar, Appl. Phys. Lett. **65**, 1695 (1994)

[Dutta 1995] P. S. Dutta, K.S. Koteswara Rao, H.L. Bhat, V. Kumar, J. Appl. Phys. **77**, 4825 (1995)

[Dutta 1996] P. S. Dutta, A.K. Sreedhar, H.L. Bhat, G.C. Dubey, V. Kumar, E. Dieguez, U. Pal, J. Piqueras, "*Passivation of surface and bulk defects in p-GaSb by hydrogenated amorphous silicon and treatment*", J. Appl. Phys. **79**, 3246-3252 (1996).

[Dutta 1997] P.S. Dutta, H.L. Bhat, V. Kumar, "*The physics and technology of gallium antimonide : an emerging optoelectronic material*", J. Appl. Phys. **81**, 5821-5867 (1997).

-F-

[Fossard 2004] F. Fossard, A. Helman, G. Fishman, F. Julien, J. Brault, M. Gendry, E. Perronne, A. Alexandrou, S. Schacham, G. Bahir and E. Finkman, "*Spectroscopy of the electronic states in InAs quantum dots grown on $In_xAl_{1-x}As/InP(001)$* ." Physical Review B, **69**(15), p: - (2004).

[Friedel 1984] P. Friedel, S. Gourrier, D. Arnoult, D. Benarroche, "*Passivation des dispositifs en GaAs*", Revue Annuelle LEP , 19-22 (1984).

[Fuchs 2001] F. Fuchs, L. Burkle, R. Hamid, N. Herres, W. Pletschen, R.E. Sah, R. Kiefer, J. Schmitz, Proc. SPIE 4288, 171 (2001).

[Fuchs 1998] F. Fuchs, U. Weimar, E. Ahlswede, W. Pletschen, J. Schmitz, M. Walther, Proc. SPIE 3287, 14 (1998).

[Fuchs 1997] F. Fuchs, U. Weimer, W. Pletschen, J. Schmitz, E. Ahlswede, M. Walther, J. Wagner and P. Koidl, "*High performance InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattice infrared photodiodes*." Applied Physics Letters, **71**(22), p: 3251-3253 (1997).

-G-

[Gaussorgues 1999] Gaussorgues, G. "*La thermographie infrarouge*" Tec & Doc, Paris, 4 edition (1999). ISBN 2-7430-0290-5.

[Gendron 2005] L. Gendron, C. Koeniguer, V. Berger and X. Marcadet, "*High resistance narrow band quantum cascade photodetectors*." Applied Physics Letters, **86**(12), (2005).

[Gin 2004] A. Gin, Y. Wei, A. Hood, A. Bajowala, V. Yazdanpanah, and M. Razeghi, "*Ammonium sulfide passivation of type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes*", Appl. Phys. Lett. 84(12), 2037-2039 (2004)

[Gobeli 1960] G. Gobeli and H. Fan, "*Infrared absorption and valence band in indium antimonide*." Physical Review, **119**(2), p: 613-620 (1960).

[Grein 1992] C. Grein, P. Young and H. Ehrenreich, "*Minority-carrier lifetimes in ideal InGaSb/InAs superlattices.*" Applied Physics Letters, **61**(24), p: 2905-2907 (1992).

[Gunapala 2005] S.D. Gunapala, S.V. Bandara, J.K. Liu, C.J. Hill, S.B. Rafol, J.M. Mumolo, J.T. Trinh, M.Z. Tidrow, P.D. LeVan, "Development of mid-wavelength and long-wavelength megapixel portable QWIP imaging cameras." à paraître dans Infrared Physics & Technology.

-H-

[Hall 1952] R.N. Hall, "*Electron-hole recombination in germanium*", Phys. Rev. **67**, 387 (1952).

[Haugan 2005] H. Haugan, G.J. Brown, F. Szmulowicz, L. Grazulis, W.C. Mitchel, S. Elhamri, W.D. Mitchell, "*InAs/GaSb type-II superlattices for high performance mid-infrared detectors.*" Journal of Crystal Growth, **278**, p: 198-202 (2005).

[Haugan 2004] H. Haugan, L. Grazulis, G. Brown, K. Mahalingam and D. Tomich, "*Exploring optimum growth for high quality InAs/GaSb type-II superlattices.*" Journal of Crystal Growth, **261**(4), p: 471-478 (2004).

[Haywood 2005] Université de Hull - communication privée

[Herres 1998] N. Herres, F. Fuchs, J. Schmitz, K.M. Pavlov, J. Wagner, J.D. Ralston, P. Koidl, Phys. Rev. B **53**, 15 688 (1996).

-J-

[Jackson 2004] E. Jackson, G. Boishin, E. Aifer, B. Bennett and L. Whitman, "*Arsenic cross-contamination in GaSb/InAs superlattices.*" Journal of Crystal Growth, **270**(3-4), p: 301-308 (2004).

[Jiang 2004] J. Jiang, K. Mi, S. Tsao, W. Zhang, H. Lim, T. O'Sullivan, T. Sills, M. Razeghi, G.J. Brown and M. Z. Tidrow, "*Demonstration of a 256x256 middle-wavelength infrared focal*

plane array based on InGaAs/InGaP quantum dot infrared photodetectors". Applied Physics Letters, **84**(13), p. 2232-2234 (2004).

[Jiang 2003] L. Jiang, S. Li, N. Yeh, J. Chyi, C. Ross and K. Jones, "*In_{0.6}Ga_{0.4}As/GaAs quantum-dot infrared photodetector with operating temperature up to 260 K.*" Applied Physics Letters, **82**(12), p: 1986-1988 (2003).

-K-

[Kaspi 2003] R. Kaspi and G. Donati, "*Digital alloy growth in mixed As/Sb heterostructures.*" Journal of Crystal Growth, **251**(1-4), p: 515-520 (2003).

[Kaspi 2001] R. Kaspi, J. Steinshnider, M. Weimer, C. Moeller and A. Ongstad, "*As-soak control of the InAs-on-GaSb interface.*" Journal Of Crystal Growth, **225**(2-4), p: 544-549 (2001).

[Kaspi 1999] R. Kaspi, "*Compositional abruptness at the InAs-on-GaSb interface: optimizing growth by using the Sb desorption signature.*" Journal of Crystal Growth, **202**p: 864-867 (1999).

[Kim 2004] E. Kim, A. Madhukar, Z. Ye and J. Campbell, "*High detectivity InAs quantum dot infrared photodetectors.*" Applied Physics Letters, **84**(17), p: 3277-3279 (2004).

[Kim 1996] J.S. Kim, "*a matrix formalism for the hall effect in multicarrier semiconductor systems*". Journal of Applied Physics, **86**(6) p: 3187-3194 (1999).

[Kodama 1994] M. Kodama, "*Improvement of reverse leakage current characteristics of GaSb and Al_{0.3}Ga_{0.7}Sb/GaSb diodes grown by MBE*", Solid-State Electronics **37**, 1567-1569 (1994).

-L-

[Li 2005] J. Li, R. Yang, C. Hill and S. Chuang, "*Interband cascade detectors with room temperature photovoltaic operation.*" Applied Physics Letters, **86**(10), (2005).

[Liu 1995] H. Liu, J. Li, Z. Wasilewski and M. Buchanan, "*Integrated quantum-well intersubband photodetector and light-emitting diode.*" *Electronics Letters*, **31**(10), p: 832-833 (1995).

[Lu 1992] Z. Lu, Y. Jiang, W.I. Wang, M.C. Teich, R.M. Osgood, *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 1856 (1992).

-M-

[Marre 2003] Thèse de doctorat: "*Hétérostructures à base d'InAsSb pour la détection infrarouge non-cryogénique*".

[Mohseni 2001] H. Mohseni and M. Razeghi, "*Long-wavelength type-II photodiodes operating at room temperature.*" *IEEE Photonics Technology Letters*, **13**(5), p: 517-519 (2001).

[Mohseni 1998] H. Mohseni, V. Litvinov and M. Razeghi, "*Interface-induced suppression of the Auger recombination in type-II InAs/GaSb superlattices.*" *Physical Review B*, **58**(23), p: 15378-15380 (1998).

[Mohseni 1997] H. Mohseni, E. Michel, J. Sandoen, M. Razeghi, W. Mitchel and G. Brown, "*Growth and characterization of InAs/GaSb photoconductors for long wavelength infrared range.*" *Applied Physics Letters*, **71**(10), p: 1403-1405 (1997).

-N-

[Neave 1983] J. Neave, B. Joyce, P. Dobson and N. Norton, "*Dynamics of film growth of GaAs by MBE from RHEED observations.*" *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, **31**(1), p: 1-8 (1983).

[Nelson 1980] R.J. Nelson, J.S. Williams, H.J. Leamy, B. Miller, H.C. Casey, B.A. Parkinson, A. Heller, "*Reduction of surface recombination velocity by chemical treatment*", *Appl. Phys. Lett.* **36**, 76-79 (1980).

-O-

[Ongstad 2001] A. Ongstad, R. Kaspi, C. Moeller, M. Tilton, D. Gianardi, J. Chavez and G. Dente, "*Spectral blueshift and improved luminescent properties with increasing GaSb layer thickness in InAs-GaSb type-II superlattices.*" Journal of Applied Physics, **89**(4), p: 2185-2188 (2001).

-P-

[Papis 2000] E. Papis, A. Piotrowska, E. Kaminska, K. Golaszewska, W. Jung, J. Katcki, A. Kudla, M. Piskorski, T.T. Piotrowski!, J. Adamczewska, "*Sulfide treatment of GaSb surface: influence on the LPE growth of InGaAsSb/AlGaAsSb heterostructures*", Vacuum, **57**, 171-178, (2000).

[Perotin 1994] M. Perotin, P. Coudray, L. Gouskov, H. Luquet, C. Llinares, J.J. Bonnet, L. Soonckindt, B. Lambert, J. Electron. Mater. **23**, 7 (1994).

[Petrovykh 2003] D.Y. Petrovykh, M.J. Yang, L.J. Whitman, "*Chemical and electronic properties of sulfur passivated InAs surfaces*", Surf. Sci. **523**, 231 - 240 (2003).

[Piotrowski 2004] J. Piotrowski and A. Rogalski, "*Uncooled long wavelength infrared photon detectors.*" Infrared Physics & Technology, **46**(1-2), p: 115-131 (2004).

[Polyakov 1995] A.Y. Polyakov, A.G. Milnes, Xiaolei Li, A.A. Balmashnov, N.B. Smirnov, "*Hydrogen and nitrogen plasma treatment effects on surface properties of GaSb and InGaAsSb*", Solid-State Electronics **38**, 1743-1745 (1995)

-R-

[Rakovska 2000] A. Rakovska, V. Berger, X. Marcadet, B. Vinter, G. Glastre, T. Oksenhendler and D. Kaplan, "*Room temperature InAsSb photovoltaic midinfrared detector.*" Applied Physics Letters, **77**(3), p: 397-399 (2000).

[Razeghi 2002] M. Razeghi and H. Mohseni, "*GaSb/InAs superlattices for infrared FPAs*" Handbook of Infrared Detection Technologies, Mohamed Henini and Mahijeh Razeghi editeurs, Elsevier, UK, chapitre 6, p.191-232 (2002).

-
- [Rehm 2005] R. Rehm, M. Walther, F. Fuchs, J. Schmitz, J. Fleissner, "*Passivation of InAs/(GaIn)Sb short-period superlattice photodiodes with 10 μm cutoff wavelength by epitaxial overgrowth with $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$* ", Appl. Phys. Lett. 86, 173501 (2005).
- [Renard 2003] C. Renard, X. Marcadet, J. Massies, I. Prevot, R. Bisaro and P. Galtier, "*Indium surface segregation in AlSb and GaSb.*" Journal of Crystal Growth, **259**(1-2), p: 69-78 (2003).
- [Rodriguez 2005] J.B. Rodriguez, P. Christol, L. Cerutti, F. Chevrier and A. Joullie, "*MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for mid-infrared detection.*" Journal of Crystal Growth, **274**(1-2), p: 6-13 (2005).
- [Rodriguez 2005b] J.B. Rodriguez, P. Christol, F. Chevrier and A. Joullie, "*Optical characterization of symmetric InAs/GaSb superlattices for detection in the 3-5 μm spectral region.*" Accepté, à paraître dans Physica E.
- [Rodriguez 2005c] J.B. Rodriguez, P. Christol, A. Ouvrard, F. Chevrier, P. Grech and A. Joullie, "*Uncooled InAs/GaSb superlattice photovoltaic detector operating in the mid-wavelength infrared range.*" Electronics Letters, **41**(6), p: 362-363 (2005).
- [Rogalski 2003] A. Rogalski, "*Infrared detectors : status and trends.*" Progress in Quantum Electronics, **27**, p: 59-210 (2003).
- [Rogalski 1989] A. Rogalski, "*InAs_{1-x}Sb_x infrared detectors.*" Progress in Quantum Electronics, **13**(3), p: 191-231 (1989).
- [Rosencher 2002] E. Rosencher, B. Vinter, "*Optoélectronique*" Dunod, 2 édition (2002). ISBN 2-10-006554-8.
- [Ryzhii 2004] V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii and V. Mitin, "*Comparison of dark current, responsivity and detectivity in different intersubband infrared photodetectors.*" Semiconductor Science and Technology, **19**(1), p: 8-16 (2004).
- [Ryzhii 1996] V. Ryzhii, "*The theory of quantum-dot infrared phototransistors.*" Semiconductor Science and Technology, **11**(5), p: 759-765 (1996).
-

-S-

[Sarusi 2003] G. Sarusi, "*QWIP or other alternative for third generation infrared systems.*" *Infrared Physics & Technology*, **44**(5-6), p: 439-444 (2003).

[Schmitz 1995] J. Schmitz, J. Wagner, F. Fuchs, N. Herres, P. Koidl And J. Ralston, "*Optical and structural investigations of intermixing reactions at the interfaces of InAs/AlSb and InAs/GaSb quantum-wells grown by molecular-beam epitaxy.*" *Journal of Crystal Growth*, **150**(1-4), p: 858-862 (1995).

[Schneider 2001] H. Schneider, P. Koidl, M. Walther, J. Fleissner, R. Rehm, E. Diwo, K. Schwarz and G. Weimann, "*Ten years of QWIP development at Fraunhofer IAF.*" *Infrared Physics & Technology*, **42**(3-5), p: 283-289 (2001).

[Shaw 2001] M. Shaw, E. Corbin, M. Kitchin and M. Jaros, "*Structural parameters governing properties of GaInSb/InAs infra-red detectors.*" *Microelectronics Journal*, **32**(7), p: 593-598 (2001).

[Shockley 1952] W. Shockley, W.T. Read, "*Statistics of the recombination of holes and electrons*", *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).

[Smith 1987] D. Smith and C. Mailhot, "*Proposal for strained type-II superlattice infrared detectors.*" *Journal of Applied Physics*, **62**(6), p: 2545-2548 (1987).

[Steinshnider 2000] J. Steinshnider, J. Harper, M. Weimer, C. Lin, S. Pei and D. Chow, "*Origin of antimony segregation in GaInSb/InAs strained-layer superlattices.*" *Physical Review Letters*, **85**(21), p: 4562-4565 (2000).

[Steinshnider 2000] J. Steinshnider, M. Weimer, R. Kaspi and G. Turner, "*Visualizing interfacial structure at non-common-atom heterojunctions with cross-sectional scanning tunneling microscopy.*" *Physical Review Letters*, **85**(14), p: 2953-2956 (2000).

[Szmulowicz 2004] F. Szmulowicz, H. Haugan and G. Brown, "*Effect of interfaces and the spin-orbit band on the band gaps of InAs/GaSb superlattices beyond the standard envelope-function approximation.*" *Physical Review B*, **69**(15) (2004).

-T-

[Takagi 1962] S. Takagi, "*Dynamical Theory of Diffraction Applicable To Crystals With Any Kind Of Small Distortion.*" Acta Crystallographica, **15**(DEC), p: 1311 (1962).

[Taupin 1962] D. Taupin, "*Theorie Dynamique De La Diffraction Des Rayons X Par Les Cristaux Deformés.*" Bulletin de la Societe Francaise Mineralogie et de Cristallographie, **87**(4), p: 469 (1964).

[Teissier 2004] R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, C. Alibert, A. Baranov, X. Marcadet, C. Renard, M. Garcia, C. Sirtori, D. Revin and J. Cockburn, "*Room temperature operation of InAs/AlSb quantum cascade lasers.*" Applied Physics Letters, **85**(2), p: 167-169 (2004).

-V-

[Villemain 1992] E. Villemain, "*Réalisation et étude de contacts ohmiques métal-GaSb*", Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, Avril (1992).

[Villemain 1993] E. Villemain, S. Gaillard, M. Rolland, A. Joullié, "*Characterization of ohmic contacts on n and p type GaSb*", Mater. Sci. Engin.B, (1993).

[Vurgaftman 2001] I. Vurgaftman, J. Meyer and L. Ram-Mohan, "*Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys.*" Journal of Applied Physics, **89**(11), p: 5815-5875 (2001).

-W-

[Walther 2005] M. Walther, J. Schmitz, R. Rehm, S. Kopta, F. Fuchs, J. Fleiner, W. Cabanski and J. Ziegler, "*Growth of InAs/GaSb short-period superlattices for high-resolution mid-wavelength infrared focal plane array detectors.*" **278**(1-4), p: 156 (2005).

[Wei 2004] Y. Wei and M. Razeghi, "*Modeling of type-II InAs/GaSb superlattices using an empirical tight-binding method and interface engineering.*" Physical Review B, **69**(8), p: - (2004).

[Wei 2002] Y. Wei, A. Gin, M. Razeghi and G. Brown, "*Type II InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors with cutoff wavelength approaching 32 μ m.*" Applied Physics Letters, **81**(19), p: 3675-3677 (2002).

[Wei 2002bis] Y. Wei, A. Gin, M. Razeghi and G. Brown, "*Advanced InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors for very long wavelength infrared applications.*" Applied Physics Letters, **80**(18), p: 3262-3264 (2002).

[Wu 2002] B. Wu, G. Xia, Z. Li, J. Zhou, "*Sulphur passivation of the GaInAsSb/GaSb photodiodes*", Appl. Phys. Lett. 80, 1303-1305 (2002).

-Y-

[Yablonovitch 1987] E. Yablonovitch, C.J. Sandroff, R. Bhat, T. Gmitter, "*Nearly ideal electronic properties of sulfide coated GaAs surfaces*", Appl. Phys. Lett. 51, 439-441 (1987).

[Youngdale 1994] E. Youngdale, J. Meyer, C. Hoffman, F. Bartoli, C. Grein, P. Young, H. Ehrenreich, R. Miles and D. Chow, "*Auger lifetime enhancement in InAs-Ga_{1-x}In_xSb superlattices.*" Applied Physics Letters, **64**(23), P: 3160-3162 (1994).

-Z-

[Zhang 2003] X. Zhang, A.Z. Li, C. Lin, Y.L. Zheng, G.Y. Xu, M. Qi, Y.G. Zhang, "*The effects of (NH₄)₂S passivation treatments on the dark current - voltage characteristics of InGaAsSb PIN detectors*", J. Crystal. Growth, 251, 782 - 786 (2003).

[Zhihuai 2003] Zhihuai Li, Guanqun Xia, Binhe Wu, Wenkui Huang, and Zongquan Cheng, "*Sulfur-passivation mechanism analysis of GaInAsSb photodetectors* ", J. Appl. Phys. 94(3), 1295-1297 (2003).

