



HAL
open science

Dispositifs intersousbandes à base de nitrures d'éléments III du proche infrarouge au THz

Salam Sakr

► **To cite this version:**

Salam Sakr. Dispositifs intersousbandes à base de nitrures d'éléments III du proche infrarouge au THz. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112207 . tel-00744109

HAL Id: tel-00744109

<https://theses.hal.science/tel-00744109>

Submitted on 22 Oct 2012

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : *Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes*

Laboratoire d'*Institut d'Electronique Fondamentale*

DISCIPLINE Physique

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 24/09/2012

par

Salam SAKR

Dispositifs intersousbandes à base de nitrures d'éléments III du proche infrarouge au THz

Directeur de thèse :	François JULIEN	Directeur de recherche (IEF, Paris-Sud)
Co-directeur de thèse :	Elias WARDE	Professeur (IEF, Paris-Sud)
<u>Composition du jury :</u>		
<i>Président du jury :</i>	Jean-Claude DE JAEGER	Professeur (IEMN, Lille)
<i>Rapporteurs :</i>	Jean-Yves DUBOZ	Directeur de recherche (CRHEA, Valbonne)
	Bernard GIL	Directeur de recherche (PFR MIPS, Montpellier)
<i>Examineur :</i>	Nicolas GRANDJEAN	Professeur (EPFL, Lausanne)

Abréviations	6
Introduction	7
1. Introduction sur les nitrures et physique des transitions intersousbandes	9
1.1 Propriétés des nitrures	10
1.1.1 Propriétés structurales	10
1.1.2 Propriétés optiques	11
1.1.3 Polarisation	13
1.1.4 Techniques de croissance	14
1.2 Théorie des transitions intersousbandes	15
1.2.1 Equation de Schrödinger	15
1.2.2 Modèle de la masse effective	16
1.2.3 Modèle $k.p$	16
1.2.4 Equation de Poisson	17
1.2.5 Modèle de calcul utilisé	18
1.2.6 Courbure de bande	18
1.2.7 Transitions intersousbandes : Interaction lumière-matière	19
1.2.8 Transitions intersousbandes : Interaction électron-phonon	21
1.3 Etat de l'art des dispositifs intersousbandes nitrures	23
2. Transport électronique dans un puits simple et des multi-puits quantiques	25
2.1 Généralités sur le transport cohérent	27
2.1.1 Longueurs caractéristiques	27
2.1.2 Transport cohérent	28
2.2 La diode à effet tunnel résonnant	29
2.2.1 Description	29
2.2.2 Origine de la RDN	29
2.3 Modélisation du transport tunnel résonnant à travers une double barrière	31
2.3.1 Modèle d'Esaki et Tsu	31
2.3.2 Effet du champ électrique	33

2.3.3 Effet de la discontinuité de la bande de conduction	35
2.3.4 Validité de l'hypothèse du transport cohérent	37
2.3.5 Structure optimisée	37
2.4 Etude expérimentale du transport à travers une double barrière	39
2.4.1 Aperçu de la littérature	39
2.4.2 Les défauts	39
2.4.3 Structures étudiées	40
2.4.4 Fabrication des micro-dispositifs	41
2.4.5 Montage expérimental.....	42
2.4.6 Mesures électriques.....	42
2.5 Transport à travers des multi-puits.....	46
2.5.1 Introduction	46
2.5.2 Structure étudiée.....	46
2.5.3 Etude expérimentale du transport à travers des multi-puits.....	47
2.5.4 Origine de la RDN : Formalisme de Kazarinov et Suris.....	48
2.6 Conclusion	51
3. Détecteurs à cascade quantique à base de GaN	53
3.1 Introduction sur les QCDs	55
3.1.1 Principe de fonctionnement	55
3.1.2 Le modèle de transport	58
3.2 Les QCDs à base de GaN	61
3.3 QCD aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique	62
3.3.1 Structure et caractérisation structurale	62
3.3.2 Spectroscopie par transmission et de photocourant.....	65
3.3.3 Vitesse du QCD	69
3.3.4 Dispositifs ultrarapides pour l'optique intégrée à 1.3-1.55 μm	73
3.4 Variantes des QCDs GaN.....	78
3.4.1 QCD à deux couleurs	78
3.4.2 QCD avec un extracteur alliage	83
3.4.3 QCDs dans le <i>MIR</i>	86
3.5 Conclusion.....	90

4. Electroluminescence dans le THz dans les puits GaN	91
4.1 Le THz.....	92
4.2 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen	92
4.2.1 Réduction de la teneur d'Al dans les barrières	93
4.2.2 Augmentation de l'épaisseur du puits.....	94
4.2.3 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen.....	94
4.3 Les effets à N corps.....	96
4.4 Absorption dans le THz.....	96
4.4.1 Une première tentative.....	96
4.4.2 Les puits à marche	97
4.5 Electroluminescence dans le THz	100
4.5.1 Principe	100
4.5.2 Mesures	102
4.5.3 Interprétation.....	105
4.6 Conclusion.....	108
Conclusion et Perspectives.....	109
 Annexes	
A. Les contacts électriques	112
B. Fabrication des dispositifs DTRs et superréseaux.....	115
C. Fabrication des dispositifs QCDs.....	122
D. Principe de la spectroscopie par transmission et de photocourant.....	125
 Bibliographie	 126
Liste des publications	133

Abréviations

BV : Bande de Valence

BC : Bande de Conduction

DTR : Diode Tunnel Résonnante

FTIR: Fourier Transform Infrared

FWHM: Full Width at Half Maximum

IR: Infrarouge

ISB : InterSousBande

LO: Longitudinal Optical

MC : Monocouche

MEB: Microscopie Electronique à Balayage

MIR: Mid Infrared

MPQ: Multi-Puits Quantiques

NIR: Near Infrared

PA-MBE: Plasma Assisted Molecular Beam Epitaxy

QCD: Quantum Cascade Detector

QCL: Quantum Cascade Laser

QWIP: Quantum Well Infrared Photodetector

RDN : Résistance Différentielle Négative

TE: Transverse Electric

TEM: Transmission Electron Microscopy

TLM: Transmission Line Method

TM: Transverse Magnetic

Introduction

Les nitrures d'éléments III forment une famille de semiconducteurs aux propriétés uniques. L'énergie de bande interdite couvre une gamme spectrale inégalée allant du proche-infrarouge pour l'InN à l'ultraviolet profond pour l'AlN, l'énergie des phonons optiques ainsi que l'énergie de liaison des excitons est très élevée et ils sont le siège de phénomènes de polarisation spontanée ou piézoélectrique conduisant à des champs électriques internes gigantesques. Ces matériaux présentent en outre une résistance remarquable aux températures élevées ainsi qu'à l'irradiation. Cette famille de semiconducteurs est aujourd'hui exploitée pour l'optoélectronique dans le domaine visible-UV avec notamment le développement des diodes électroluminescentes blanches, des détecteurs et des diodes lasers UV ainsi que pour l'électronique de puissance statique ou hyperfréquence. Depuis une dizaine d'années, les progrès spectaculaires accomplis dans l'élaboration de couches minces de nitrures avec une épaisseur contrôlée à la monocouche atomique près ont permis l'avènement de nouveaux dispositifs optoélectroniques reposant non pas sur la bande interdite de ces matériaux mais sur des transitions intersousbandes impliquant le confinement quantique des électrons dans des couches minces d'hétérostructures à puits ou boîtes quantiques de GaN/Al(Ga)N. Grâce à la discontinuité de potentiel très élevée en bande de conduction, ces dispositifs intersousbandes peuvent couvrir la gamme du proche infrarouge et notamment la gamme spectrale utilisée pour les télécommunications par fibre optique ($\lambda = 1.3 - 1.55 \mu m$). En outre, la forte ionicité des matériaux GaN conduit à des temps de relaxation intersousbande par émission de phonons optiques extrêmement courts, ouvrant la voie à la réalisation de dispositifs intersousbandes ultrarapides fonctionnant au-delà de la centaine de GHz. Enfin, l'énergie des phonons optiques très élevée offre la possibilité de réaliser des détecteurs et des sources compactes de lumière (lasers à cascade quantique) dans la gamme de fréquence THz.

Ma thèse porte sur la conception et la fabrication de composants intersousbandes unipolaires à base de puits quantiques dans une gamme spectrale allant du proche infrarouge jusqu'au THz.

Le manuscrit est organisé comme suit :

Après une introduction sur les propriétés électroniques et optiques des matériaux III-N, je présente les notions de base pour le calcul des diagrammes de bande des structures présentées dans ce manuscrit. Je donne ensuite un bref aperçu sur l'état de l'art dans le domaine des recherches sur les dispositifs intersousbandes dans les hétérostructures à base de nitrures.

Le sujet du deuxième chapitre est l'étude du transport électronique quantique avec pour système modèle les diodes tunnels résonnantes (DTRs) et les structures à multi-puits quantiques. A partir du calcul des caractéristiques courant-tension dans les DTRs, j'interprète les effets du champ électrique interne et du confinement électronique sur les résonances du courant. Les mesures électriques sur ces dispositifs montrent que le transport assisté par les défauts est le mécanisme dominant induisant des instabilités de courant. Dans les structures à multi-puits quantiques, je montre l'observation d'une série de résistances différentielles négatives successives reproductibles. En utilisant le modèle de Kazarinov et Suris, j'attribue ces observations à des effets d'anti-croisements des niveaux d'énergie.

Dans le troisième chapitre, je me focalise sur l'étude d'une structure plus complexe, à savoir les détecteurs à cascade quantique ou QCDs (*Quantum Cascade Detectors*) à base de GaN/AlGaIn. Je présente plusieurs conceptions de ces détecteurs photovoltaïques qui sont différentes de celles utilisées dans les QCDs III-V à base d'arséniure. La première conception s'appuie sur un transport entre états localisés en résonance avec un phonon optique longitudinal. Je démontre que non seulement la réponse spectrale de ces QCDs peut être accordée dans

la gamme de longueurs d'onde $1.3 - 1.55 \mu m$ mais aussi que la réponse intrinsèque en fréquence de ces *QCDs* est très élevée de l'ordre de $170 GHz$ en utilisant des techniques de mesure de spectroscopie femtoseconde. Je montre qu'en fabriquant des *QCDs* sous la forme de mésas de dimension micrométrique on peut atteindre des fréquences de coupure à $-3 dB$ d'environ $40 GHz$, limitée par la constante RC des dispositifs. Je montre ensuite que la conception des *QCDs* à base de nitrures est remarquablement flexible en exploitant la discontinuité de polarisation entre le GaN, l'AlGaIn et l'AlN avec la démonstration de *QCDs* à deux couleurs avec une longueur d'onde de détection aussi courte que $1 \mu m$ ou d'une version simplifiée de *QCDs* avec un extracteur en alliage AlGaIn. Je présente ensuite la réalisation de *QCDs* fonctionnant dans le moyen IR jusqu'à $3.7 \mu m$.

Le dernier chapitre de ce manuscrit est dédié à l'étude de l'accordabilité des transitions ISB de puits quantiques GaN/AlGaIn jusqu'au domaine de fréquences THz. Je présente tout d'abord les résultats de spectroscopie qui montrent des absorptions intersousbandes jusqu'à $12 \mu m$, c.à.d. jusqu'à la bande d'absorption Reststrahlen du GaN. L'observation de l'absorption ISB à plus grande longueur d'onde exige de s'affranchir de la présence du champ interne. Une façon élégante pour remédier à ce problème est l'utilisation de puits quantiques à marche de potentiel. Dans de telles structures, je démontre la présence d'absorption intersousbande à 2.1 et $4.2 THz$. Sur ces même échantillons, je présente les premières mesures d'électroluminescence intersousbande aux fréquences THz sous excitation électrique dans le plan des couches.

Le manuscrit se termine par une conclusion ouvrant les perspectives de ce travail ainsi que par plusieurs annexes décrivant la réalisation de contacts électriques, les étapes technologiques pour la fabrication des composants et le principe de la spectroscopie optique utilisée.

Chapitre -1- Introduction sur les nitrures et physique des transitions intersousbandes

1.1 Propriétés des nitrures	10
1.1.1 Propriétés structurales.....	10
1.1.2 Propriétés optiques.....	11
1.1.3 Polarisation	13
1.1.4 Techniques de croissance	14
1.2 Théorie des transitions intersousbandes	15
1.2.1 Equation de Schrödinger	15
1.2.2 Modèle de la masse effective	16
1.2.3 Modèle $k.p$	16
1.2.4 Equation de Poisson.....	17
1.2.5 Modèle de calcul utilisé.....	18
1.2.6 Courbure de bande	18
1.2.7 Transitions intersousbandes : Interaction lumière-matière.....	19
1.2.8 Transitions intersousbandes : Interaction électron-phonon.....	21
1.3 Etat de l'art des dispositifs intersousbandes nitrures.....	23

Cette introduction vise à donner au lecteur une vision globale sur **les propriétés des nitrures d'éléments III et la physique des transitions intersousbandes (ISB)**. Dans une première partie, je présenterai les propriétés structurales, optiques et électroniques des nitrures ainsi que les techniques d'élaboration de ces matériaux. La deuxième partie sera consacrée à la physique des transitions ISB.

Pour plus de détails ou d'informations, le lecteur est vivement invité à se référer à la bibliographie que je lui propose ainsi qu'aux annexes à la fin de ce manuscrit.

1.1 Propriétés des nitrures

1.1.1 Propriétés structurales

La phase cristallographique du GaN la plus stable thermodynamiquement est la phase wurtzite ou hexagonale. La structure wurtzite correspond à deux réseaux hexagonaux, l'un occupé par les atomes de gallium et l'autre par les atomes d'azote. Ces deux réseaux sont décalés suivant l'axe c de $5/8^{\text{ème}}$ de la maille élémentaire. Les dimensions de la géométrie cristalline sont récapitulées dans la figure 1.1. La structure wurtzite ne possède pas de centre d'inversion et par conséquent les directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$ ne sont pas équivalentes.

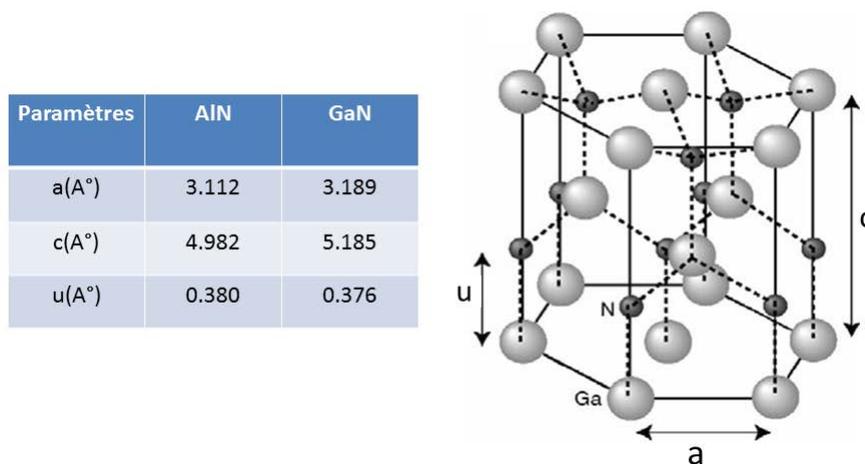


Figure 1.1 (A gauche) Les paramètres de la maille wurtzite cristalline du GaN et d'AlN, (à droite) arrangement atomique de cette maille.

L'axe c ($[0001]$) de la structure est l'axe polaire. Selon l'orientation des liaisons chimiques entre le gallium et l'azote, on peut définir deux polarités différentes. Quand cette liaison a l'atome gallium pointé vers la surface, il s'agit de la polarité gallium. Dans le cas contraire, on définit une polarité azote. La figure 1.2 illustre ces deux situations. Il a été démontré que les couches GaN de polarité N sont plus réactives contrairement aux couches de GaN de polarité Ga ^[Dau96, Rou97]. Tous les échantillons présentés dans ce manuscrit ont la polarité Ga.

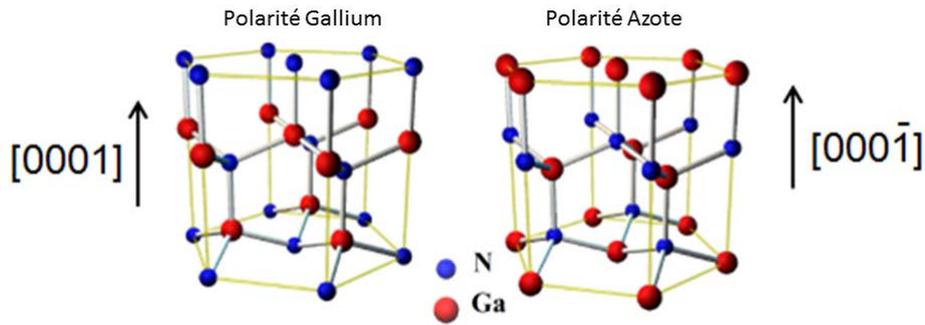


Figure 1.2 Représentation de la maille cristalline wurtzite GaN avec une polarité gallium et azote.

1.1.2 Propriétés optiques

Structure de bande

Les nitrures d'éléments III en phase hexagonale sont à gap direct. Le maximum de la bande de valence (BV) et le minimum de la bande de conduction (BC) sont situés au point Γ de la zone de Brillouin. De nombreux calculs basés sur diverses méthodes ont été réalisés pour déterminer la structure de bande des binaires GaN et AlN. La figure 1.3 montre la structure des bandes pour ces matériaux calculée par Christensen *et al.* ^[Chr02] en utilisant la méthode de la densité locale (*Local Density Approximation*). Au point Γ , le couplage spin-orbite divise le haut de la bande de valence en trois bandes appelées par analogie avec les semiconducteurs à symétrie cubique *HH* (trous lourds), *LH* (trous légers) et *CH* (trous spin-orbite) de symétrie Γ_9, Γ_7 et Γ_7 respectivement. En plus du couplage spin-orbite, il existe le champ cristallin (électrique) provenant de la non cubicité de cette phase qui va lever la dégénérescence des trous lourds et trous légers et décaler les trous de spin-orbite. Ceci va créer trois niveaux énergétiques sur le haut de la BV, conduisant à l'existence de trois excitons : A, B et C. Un exciton est la quasi-particule créée par un électron et un trou en interaction coulombienne. L'énergie de liaison de l'exciton est relativement élevée dans le GaN (30 *meV*), ceci autorise donc la présence d'excitons dans le GaN à la température ambiante. Différentes valeurs des levées de dégénérescence dues au champ cristallin (Δ_{cr}) et au couplage spin-orbite (Δ_{SO}) obtenues par le calcul ou l'expérience sont disponibles dans la revue ^[Jai00].

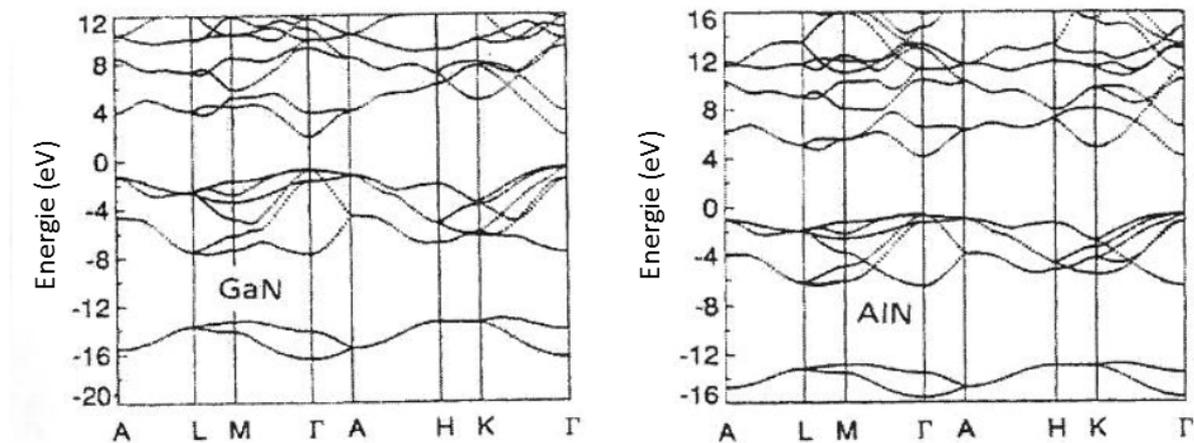


Figure 1.3 Structure de bande du GaN et d'AlN.

La masse effective des porteurs dans un semiconducteur est directement liée à la structure de bande de celui-ci ; elle est proportionnelle à l'inverse de la courbure de bande. Dans le GaN, la dispersion suivant l'axe c est presque parallèle pour les bandes HH et LH . Elle est parabolique et correspond à une masse effective de $1.1 m_0$ (où m_0 est la masse de l'électron libre). Pour la bande CH , la masse effective suivant cet axe est plus faible ($m_{CH} = 0.15m_0$).

La masse effective de bord de bande de conduction dans le GaN polaire varie dans la littérature entre $0.1 m_0$ et $0.28 m_0$ [Vur01]. Vurgaftman *et al.* conseillent la valeur $0.22 m_0$.

Dans l'AlN, la masse effective est prédite anisotrope mais sa valeur n'est pas bien connue. Vurgaftman *et al.* suggèrent les valeurs $m_{\perp} = 0.3 m_0$ et $m_{\parallel} = 0.32 m_0$ pour les masses effectives perpendiculaire et parallèle à l'axe c . Les masses effectives des trous sont très mal connues. Dans la littérature, les valeurs proposées sont $m_{HH} = 3.7m_0$, $m_{LH} = 0.26m_0$ et $m_{CH} = 0.29m_0$.

Bande interdite

L'AlN et le GaN sont des matériaux à large bande interdite dont le gap correspond aux longueurs d'onde dans l'ultraviolet profond (200 nm) et ultraviolet proche (360 nm), respectivement.

Les paramètres de la bande d'énergie interdite de la phase hexagonale du GaN et de l'AlN sont résumés dans le tableau 1.1.

Gap	GaN	AlN
E_g à 300 K (eV)	3.39	6.2
E_g à 2 K (eV)	3.5	6.28

Tableau 1.1 Les valeurs du gap direct du GaN et de l'AlN à 300 K et 2 K.

Pour les alliages ternaires $A_{1-x}B_xN$, la variation du gap n'est pas linéaire avec la composition des alliages. Le gap varie d'une façon quadratique avec cette composition selon [Vur01] :

$$E_g(A_{1-x}B_xN) = (1-x)E_g(AN) + xE_g(BN) - x(1-x)C, \quad (1.1)$$

où C représente la non-linéarité du gap en fonction de la composition. Il est connu comme étant le *Bowing parameter*. Pour les alliages $Al_{1-x}Ga_xN$, la valeur de *Bowing* couramment utilisée est 1 eV [Vur01].

La dépendance en température de la bande interdite peut être déterminée à partir de la loi de Varshni :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (1.2)$$

où $E_g(0)$ est l'énergie du gap à 0 K et α et β sont des constantes déterminées à partir de mesures de photoluminescence, d'absorption ou d'ellipsométrie. Les valeurs recommandées sont $\alpha = 0.909 \text{ meV/K}$, et $\beta = 830 \text{ K}$ pour le GaN et $\alpha = 1.799 \text{ meV/K}$, et $\beta = 1462 \text{ K}$ pour l'AlN.

Le gap dépend aussi des contraintes dans le matériau. Pour le GaN, la contrainte biaxiale compressive se traduit par une augmentation du gap qui, en première approximation est linéaire avec la contrainte appliquée [Gil96, Sha96].

Constante diélectrique et indice de réfraction

Dans les semiconducteurs de structure wurtzite, les composantes parallèle et perpendiculaire à l'axe c du tenseur diélectrique sont différentes. Il y a une dispersion importante des valeurs des constantes diélectriques citées dans la littérature. Le tableau 3.2 regroupe quelques valeurs expérimentales des constantes diélectriques à haute fréquence ($\epsilon^{\parallel}(\infty)$ et $\epsilon^{\perp}(\infty)$) et statiques ($\epsilon_{stat}^{\parallel}$ et ϵ_{stat}^{\perp}) pour le GaN et l'AlN.

Matériaux	$n(1.55 \mu m)$	$\epsilon^{\parallel}(\infty)$	$\epsilon^{\perp}(\infty)$	$\epsilon_{stat}^{\parallel}$	ϵ_{stat}^{\perp}
GaN	2.3-2.335	5.29	5.29	10.1	9.3
AlN	2.03-2.3	4.27	4.13	8.5	8.5

Tableau 1.2 Valeur de l'indice de réfraction à $1.55 \mu m$ et des constantes diélectriques pour le GaN et l'AlN.

L'indice de réfraction pour un alliage $Al_xGa_{1-x}N$ a été mesuré par ^[Hui03a]. Les auteurs proposent l'interpolation suivante à partir des données expérimentales :

$$n(\lambda = 1.55 \mu m) = 0.431x^2 - 0.735x + 2.335. \quad (1.3)$$

La différence entre l'indice ordinaire (direction de la vibration électrique perpendiculaire à l'axe c) et l'indice extraordinaire (direction de la vibration parallèle à l'axe c) est ^[Hui03b] :

$$n_{\parallel} - n_{\perp} = 0.042. \quad (1.4)$$

Le coefficient d'absorption dans les alliages AlGaIn est de l'ordre de $1-2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ au-dessus du gap ^[Mut99].

L'énergie des phonons optiques longitudinaux dans le GaN est $\sim 92 \text{ meV}$ ^[Bou01].

1.1.3 Polarisation

A cause de la nature ionique de la liaison métal-azote et de l'absence de centre d'inversion, les nitrures de phase wurtzite sont caractérisés par la présence d'une polarisation interne intense qui provient de deux contributions : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

Les barycentres des charges positives (liées aux atomes du métal) et négatives (liées aux atomes d'azote) ne coïncident pas dans la cellule élémentaire suivant l'axe polaire et forment un ensemble de dipôles électriques orientées suivant cet axe. Ainsi, une polarisation électrique macroscopique apparaît ^[Nye85]. Bernardini *et al.* ^[Ber97] montrent que la polarisation spontanée dans les nitrures est très élevée. Cette polarisation se manifeste aux interfaces entre deux matériaux. Les valeurs de P^{sp} dans le GaN et l'AlN sont récapitulées dans le tableau 1.3.

La polarisation piézoélectrique apparaît dans les nitrures lors de l'application d'une contrainte qui fait varier la distance entre les barycentres de charge positive et négative dans la maille élémentaire. La polarisation macroscopique obtenue est proportionnelle à la déformation $P_i^{pe} = \sum_j e_{ij} \epsilon_j$ où e_{ij} est le tenseur piézoélectrique.

Pour un matériau soumis à une contrainte biaxiale dans le plan (x,y) , la polarisation piézoélectrique est donnée

$$\text{par } P_z^{pe} = e_{33} \epsilon_{zz} + e_{31} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) = \left(e_{31} - \frac{C_{13}}{C_{33}} e_{33} \right) 2\epsilon_{xx}, \text{ où } C_{ij} \text{ représentent les coefficients d'élasticité. Le}$$

tableau 1.3 affiche la valeur de ces grandeurs pour le GaN et l'AlN.

	GaN	AlN
$P^{sp} (C/m^2)$	-0.029	-0.081
$C_{13} (Gpa)$	106	108
$C_{33} (Gpa)$	389	373
$e_{31} (C/m^2)$	-0.35	-0.5
$e_{33} (C/m^2)$	1.27	1.97

Tableau 1.3 Les valeurs de la polarisation spontanée, de la contrainte et des coefficients d'élasticité dans le GaN et l'AlN.

Hétérostructures de nitrures

Il existe une discontinuité de polarisation aux interfaces entre GaN et AlN due à la différence des polarisations spontanées dans les deux matériaux et à l'effet piézoélectrique. Cette discontinuité induit une accumulation de charges de surface à l'interface; la densité surfacique étant donnée par la différence de polarisation dans les deux régions $\sigma = P_1 - P_2$. Cette charge est positive (négative) pour une interface GaN/AlN (AlN/GaN), (l'ordre est suivant l'axe c). La figure 1.4 illustre l'orientation de la polarisation électrique. Si le matériau est contraint en tension, les deux composantes de la polarisation s'additionnent, en revanche s'il est en compression, elles se soustraient.

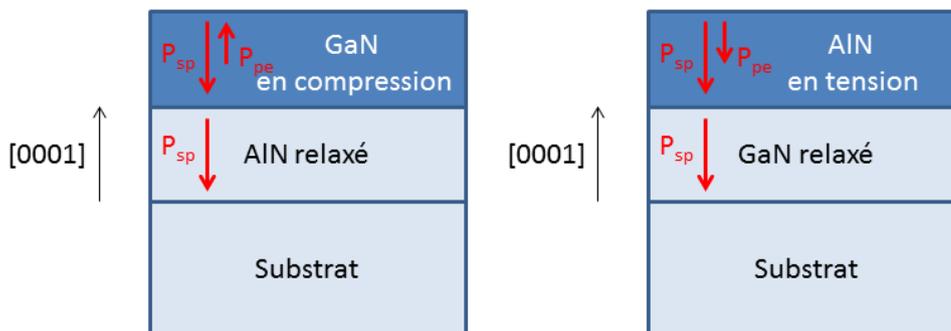


Figure 1.4 Direction de la polarisation spontanée et piézoélectrique dans une hétérojonction AlN/GaN pour deux états de contraintes différents.

1.1.4 Techniques de croissance

Il existe plusieurs techniques de croissance pour l'élaboration des nitrures (*MOCVD* pour *MetalOrganic Vapor Phase Epitaxy*, *HVPE* pour *Hybrid Vapor Phase Epitaxy*, *MBE* pour *Molecular Beam Epitaxy*). Je présente dans ce paragraphe brièvement la *MBE* qui est la technique utilisée pour élaborer les échantillons étudiés dans cette thèse.

Cette technique consiste à faire croître un matériau dans une enceinte sous vide par l'interaction d'un flux d'atomes ou de molécules avec la surface de l'échantillon. Les éléments Ga, Al et In sont fournis par des cellules à effusion de type Knudsen et l'azote est apporté soit par craquage de l'ammoniac, soit par une cellule à plasma radiofréquence qui dissocie les molécules de N_2 en phase gazeuse.

Les principaux paramètres contrôlant la cinétique de croissance sont la température des cellules (qui détermine les flux) et la température du substrat (qui régit les mécanismes de diffusion en surface et d'incorporation des espèces). La croissance *MBE* de GaN se fait généralement à une température comprise entre 700°C et 740°C.

La *MBE* offre la possibilité de couper le flux atomique de façon quasi-instantanée. Cette technique est favorable pour obtenir des interfaces abruptes et pour contrôler les épaisseurs à l'échelle de la monocouche atomique.

Un autre avantage de cette méthode repose sur la possibilité de contrôler in situ la croissance par diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (*RHEED Reflection High Energy Electron Diffraction*).

Les substrats

Le retard dans le développement des nitrures d'éléments III par rapport aux autres semiconducteurs III-V est lié en grande partie à l'absence de substrat adéquat pour la croissance épitaxiale.

La fabrication des monocristaux massifs de GaN ou d'AlN, qui sont des substrats bien adaptés à la croissance de nitrures avec une densité de dislocations aussi faible que 10^2 cm^{-2} , reste à l'heure actuelle très difficile et coûteuse.

Les substrats les plus couramment utilisés pour l'hétéroépitaxie des nitrures sont le *c*-saphir (0001) (désaccord de maille avec GaN de 14%), le carbure de silicium (désaccord de maille de 3.4%) et le silicium (111) (le désaccord de maille de -17%). Le désaccord de maille important entre ces substrats et le GaN ainsi que la différence de coefficient de dilatation thermique induit une forte densité de dislocations dans les couches épitaxiées (10^8 - 10^{10} cm^{-2}). Pour les couches contraintes en tension, cela peut entraîner la formation de fissures (*cracks*) lors du refroidissement de l'échantillon de la température de croissance à la température ambiante.

Les échantillons étudiés dans ce mémoire ont été synthétisés par *MBE* sur des pseudosubstrats d'AlN ou de GaN. Ces pseudo-substrats sont constitués d'une couche micrométrique d'AlN ou de GaN déposée sur *c*-saphir (0001) par *MOCVD*.

1.2 Théorie des transitions intersousbandes

1.2.1 Equation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger permet de calculer les états et les énergies propres d'un électron qui subit un potentiel d'énergie. Si on s'intéresse aux états stationnaires du système, elle aurait la forme suivante :

$$(H - E)\varphi = 0. \quad (1.5)$$

φ la fonction d'onde de l'électron et E son énergie propre. L'Hamiltonien H contient deux termes, l'énergie cinétique de l'électron et l'énergie potentielle où baigne cet électron. Dans le premier terme intervient la quantité de mouvement des électrons et donc leur masse. L'énergie potentielle quant à elle peut être simplifiée à partir d'un certain nombre d'approximations, on parle d'un potentiel effectif. Quelle que soit la forme de ce potentiel, si le cristal est parfaitement périodique, le potentiel doit avoir la même périodicité. Bloch a calculé la fonction d'onde d'une particule soumise à un potentiel périodique. La fonction de Bloch est une fonction ayant la même périodicité du potentiel modulée par une onde plane :

$$\varphi(\vec{r}) = u_k(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}. \quad (1.6)$$

Quand les électrons sont confinés suivant une direction, les propriétés électroniques se trouvent modifiées. Dans le plan des couches, l'électron conserve toujours sa liberté de mouvement, il voit le même potentiel d'énergie et donc sa fonction d'onde dans ce plan ne change pas. En revanche, suivant l'axe de confinement, l'électron subit le potentiel de confinement. Ceci entraîne la modification de la fonction d'onde suivant cette direction.

Dans la suite, je présenterai les deux approches possibles pour résoudre l'équation de Schrödinger d'un électron dans un semiconducteur unidimensionnel.

1.2.2 Modèle de la masse effective

Dans une hétérostructure à puits quantique, l'équation de Schrödinger a la forme suivante :

$$\left(\frac{P^2}{2m_0} + V(\vec{r}) + U_H(z) \right) \varphi(\vec{r}) = E\varphi(\vec{r}), \quad (1.7)$$

où m_0 est la masse de l'électron, $V(\vec{r})$ est le potentiel cristallin et $U_H(z)$ est le potentiel de l'hétérostructure.

L'approximation de la fonction enveloppe permet de calculer les états électroniques si le potentiel $U_H(z)$ varie lentement à l'échelle de la maille cristalline. La fonction d'onde $\varphi(\vec{r})$ peut être alors développée dans la base des parties périodiques des fonctions de Bloch au point Γ : $\varphi(\vec{r}) = \sum_I u_{I,k=0}(\vec{r}) F_I(\vec{r})$, où $F_I(\vec{r})$ est la fonction

enveloppe qui varie lentement à l'échelle de la maille. D'autre part, en introduisant la notion de la masse effective de l'électron, m , qui permettrait de prendre en compte l'effet du potentiel cristallin, l'équation de Schrödinger

devient : $\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \sigma_{\parallel}^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U_H(z) \right) \varphi(\vec{r}) = E\varphi(\vec{r})$ où $\sigma_{\parallel}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. De cette façon, les mouvements dans le

plan et suivant la direction de confinement sont découplés. Vu que l'Hamiltonien est constitué d'opérateurs individuels qui ne dépendent que d'une seule variable, il est alors possible de séparer les variables de la fonction enveloppe. Sachant que dans le plan, les ondes électroniques sont des fonctions de Bloch, la fonction se factorise en :

$$F_I(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \psi_I(z), \quad (1.8)$$

où \vec{k}_{\parallel} et \vec{r}_{\parallel} sont le vecteur d'onde et le vecteur position dans le plan des couches et S la surface de normalisation.

$\psi_I(z)$ est alors solution de l'équation $\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U_H(z) \right) \psi_I(z) = E_{I,z} \psi_I(z)$, où $E_{I,z} = E_{I,totale} - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m}$ dans

l'approximation de bandes paraboliques. Pour passer d'un matériau à un autre, il suffit d'introduire une dépendance spatiale de la masse effective, et utiliser les relations de continuité de la fonction d'onde et du

courant de probabilité $\left(\frac{\psi'(z)}{m(z)} \right)$ aux interfaces ^[Bas81].

1.2.3 Modèle $k.p$

En appliquant l'Hamiltonien H de l'équation (1.5) $\left(\frac{\vec{P}^2}{2m_0} + V \right)$ aux fonctions de Bloch, on obtient :

$$\left(\frac{p^2}{2m_0} + \hbar \frac{\bar{k} \cdot \bar{p}}{m_0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + V \right) u_{n,k}(\vec{r}) = E_{n,k} u_{n,k}(\vec{r}). \quad (1.9)$$

La résolution de cette équation se fait en deux parties. Dans un premier temps, on peut calculer les fonctions périodiques de Bloch au centre de la zone de Brillouin $k_0 = (0,0,0)$. Pour calculer la dispersion autour de k_0 , le

terme $\hbar \frac{\bar{k} \cdot \bar{p}}{m_0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$ sera traité comme une perturbation. Pour la bande de conduction, on retrouve :

$$u_{n,k} = u_{n,0} + \frac{\hbar}{m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{\langle u_{n,0} | \bar{k} \cdot \bar{p} | u_{n',0} \rangle}{E_{n,0} - E_{n',0}} u_{n',0}, \quad (1.10)$$

$$E_{n,k} = E_{n,0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n,0} | \bar{k} \cdot \bar{p} | u_{n',0} \rangle|^2}{E_{n,0} - E_{n',0}} \equiv E_{n,0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

avec

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_0} + \frac{2}{m_0^2 k^2} \sum_{n' \neq n} \frac{|\langle u_{n,0} | \bar{k} \cdot \bar{p} | u_{n',0} \rangle|^2}{E_{n,0} - E_{n',0}}. \quad (1.11)$$

La masse effective contient le terme de couplage inter-bande et donc les effets de la non-parabolicité sont traités cette fois d'une façon exacte.

La bande de valence est représentée par trois fonctions de base par raison de symétrie. Il revient alors à diagonaliser une matrice de 6 bandes (3 bandes x 2 à cause du spin).

1.2.4 Equation de Poisson

Les électrons vont peupler les différents états électroniques ce qui va entraîner une distribution spatiale de charge. Celle-ci va alors perturber le profil de BC qui devient $U_H(z) + U_{SC}(z)$ où le dernier terme représente le potentiel induit par les porteurs. Pour cette raison il faut résoudre l'équation de Poisson:

$$\frac{d}{dz} \left(\varepsilon(z) \frac{d}{dz} U_{SC}(z) \right) = -\rho(z), \quad (1.12)$$

où ε la permittivité et ρ la densité de charge. La densité de charge est liée aux fonctions enveloppe :

$$\rho(z) = -e \left[\sum_i n_i |\psi(z)|^2 - N_D(z) \right]. \quad (1.13)$$

Le premier terme correspond à la somme de la densité électronique n_i pour chaque niveau, multiplié par la probabilité de présence $|\psi(z)|^2$, et le deuxième terme $N_D(z)$ est le profil de densité de dopants dans la

structure. Les densités électroniques doivent vérifier la condition de neutralité électrique : $\int_0^L N_D(z) dz - \sum_i n_i = 0$.

Dans un puits quantique, la densité électronique surfacique par niveau d'énergie s'écrit:

$$n_i(E_i) = \frac{mk_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right), \quad (1.14)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, \hbar est la constante de Planck réduite et E_F est le niveau de Fermi.

1.2.5 Modèle de calcul utilisé

Le logiciel de calcul que j'ai utilisé, *Nextnano*, est basé sur la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger-Poisson. L'équation de Schrödinger est résolue suivant le cadre de calcul décrit plus haut. La figure 1.5 montre la relation de dispersion dans le GaN suivant l'axe c en utilisant le modèle $k.p$ (8 bandes) et le modèle de la masse effective. Loin du centre de la zone de Brillouin ($k_{\parallel} > 0.1 \text{ \AA}^{-1}$), l'écart entre les deux approches devient important. A $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ qui correspond à la longueur d'onde des télécommunications par fibre optique, l'écart relatif est de 30%. Dans le cadre du modèle de la masse effective, il est possible de tenir compte de la non parabolicité en introduisant une dépendance en énergie de la masse effective. Cette dépendance est déduite de la dispersion $E(k_{\parallel})$, on retrouve : $m(E_{eV}) = 0.22m_0 (1 + 0.068E + 0.003E^2)$ [Tch05a].

Pour la simulation du diagramme de bandes, des conditions périodiques aux bords sont appliquées. Quand on applique les conditions périodiques entre deux points A et B, la chute de potentiel sera nulle entre ces deux points. Les paramètres considérés pour la modélisation sont pris des références [Vur01], [Vur03].

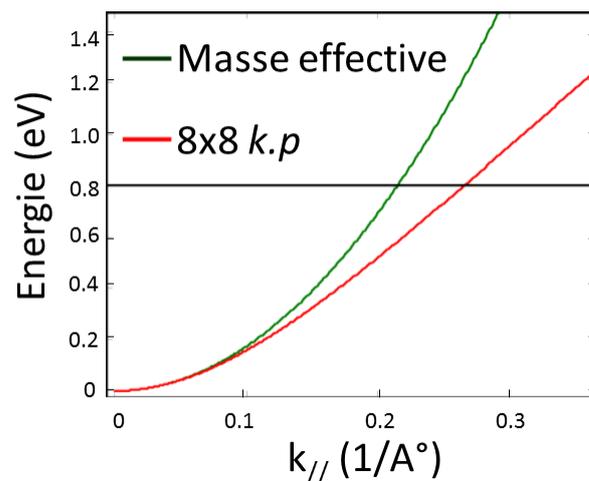


Figure 1.5 Courbe de dispersion du GaN suivant l'axe polaire en utilisant le modèle de la masse effective (courbe verte) et le modèle $k.p$ à 8 bandes (courbe rouge).

1.2.6 Courbure de bande

La figure 1.6 présente le résultat de simulations de plusieurs hétérostructures prises en sandwich entre deux couches tampons. Ces exemples mettent l'accent sur un point très important dans la modélisation des hétérostructures à base de nitrures : la courbure de bande. Cette courbure provient de la discontinuité de polarisation entre les couches de contact d'un côté et la région active d'un autre côté. Elle se manifeste non seulement par un champ électrique macroscopique, mais aussi par la formation d'un gaz bidimensionnel et d'une région déplétée de porteurs de part et d'autre de la région active. Cette asymétrie est une conséquence de la migration des électrons sous l'effet du champ macroscopique.

Pour supprimer ces effets de courbure de bande, il faut garder la même polarisation dans les couches de contact et la région active. Ceci est possible en maintenant la même composition moyenne d'alliages dans les deux régions (fig 1.6b, c). Dans cette condition, la concentration d'électrons dans les puits quantiques est le plus uniforme (fig 1.6b). Il est aussi important de signaler que le dopage joue un rôle important dans l'écrantage du champ dans les couches tampons (fig 1.6a, b).

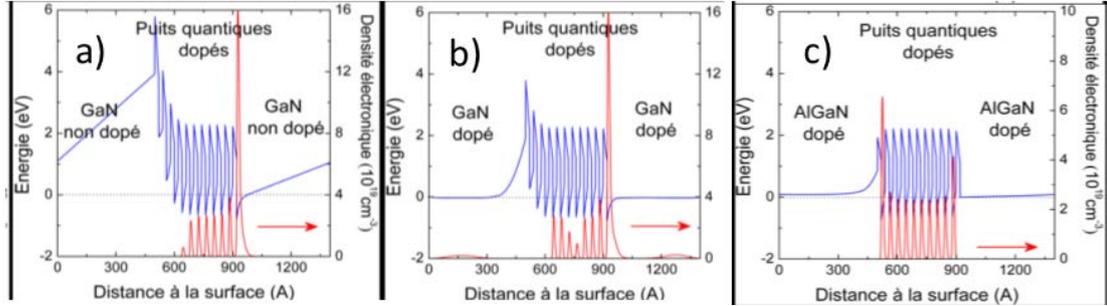


Figure 1.6 Exemples de plusieurs hétérostructures GaN/Al(Ga)N prises entre deux couches tampons.

1.2.7 Transitions intersubbandes : Interaction lumière-matière

Considérons l'interaction entre une onde électromagnétique $\vec{F}(\vec{r}, t) = F\vec{\varepsilon} e^{i(\vec{q}\cdot\vec{r} - \omega t)}$ (où $\vec{\varepsilon}$ est le vecteur de polarisation) et un électron. Le système est décrit par l'Hamiltonien :

$$H = \frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} + \frac{e}{2m}(\vec{p}\cdot\vec{A} + \vec{A}\cdot\vec{p}) + \frac{e^2 A^2}{2m}, \quad (1.15)$$

A étant le potentiel vecteur. En appliquant la jauge de Coulomb, $\vec{\nabla}\cdot\vec{A} = 0$, et en supposant un champ faible, l'Hamiltonien devient : $H = H_0 + W(\vec{r}, t)$ avec $W(\vec{r}, t) = \frac{e}{m}\vec{A}(\vec{r}, t)\cdot\vec{p}$. Le deuxième terme représente le couplage entre l'électron et l'onde électromagnétique. Ce dernier est une perturbation dépendant du temps pouvant induire des transitions d'un niveau initial $|i\rangle$ d'énergie E_i vers un niveau final $|f\rangle$ d'énergie E_f avec une probabilité par unité de temps donnée par la règle d'or de Fermi :

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|V|i\rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (1.16)$$

où $V = \frac{ieF}{2m\omega}\vec{\varepsilon}\cdot\vec{p}$. Pour obtenir la puissance absorbée par unité de temps, il faut sommer les probabilités d'absorption sur tous les états initiaux et finaux disponibles :

$$P(\omega) = \hbar\omega \sum_{i,f} P_{if} (f(E_i) - f(E_f)), \quad (1.17)$$

où la fonction $f(E)$ est la probabilité d'occupation du niveau E . Le coefficient d'absorption est défini comme étant la perte d'énergie de l'onde électromagnétique par unité de volume et par unité de temps divisée par l'intensité incidente :

$$\alpha_{if}(\omega) = \frac{2\pi\omega}{\Omega n c \varepsilon_0 \frac{F^2}{2}} \sum_{i,f} 2 |\langle f | V | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) (f(E_f) - f(E_i)), \quad (1.18)$$

où Ω est le volume actif et n l'indice de réfraction du milieu. Pour une absorption entre deux sous bandes dans un puits quantique, la somme se traduit par la différence des populations électroniques des sous-bandes :

$$\sum_{i,f} f(E_i) - f(E_f) = S (n_i^S - n_f^S), \quad (1.19)$$

où n_i^S est la densité surfacique des porteurs et S la surface du cristal. On peut montrer que:

$$\langle f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | i \rangle = \frac{m_0 (E_i - E_f)}{ie\hbar} \langle f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{e} \vec{r} | i \rangle = \frac{m_0 (E_i - E_f)}{ie\hbar} \vec{\varepsilon} \cdot \vec{\mu}_{if}, \quad (1.20)$$

où le moment dipolaire est défini comme : $\mu_{if} = \langle f | e \vec{r} | i \rangle$.

Règles de sélection

En utilisant la forme des fonctions enveloppe dans un puits quantique, l'élément de matrice décrivant le couplage s'écrit : $\langle \psi_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{e} \vec{r} | \psi_i \rangle = \langle u_f(\vec{r}) | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{e} \vec{r} | u_i(\vec{r}) \rangle \langle \varphi_f(\vec{r}) | \varphi_i(\vec{r}) \rangle + \langle u_f(\vec{r}) | u_i(\vec{r}) \rangle \langle \varphi_f(\vec{r}) | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{e} \vec{r} | \varphi_i(\vec{r}) \rangle$.

Le premier terme étant non nul pour les états issus de bandes différentes ayant les fonctions $u_i(\vec{r})$ et $u_f(\vec{r})$ de parité opposée donnant lieu aux transitions interbandes. Les fonctions $u_n(\vec{r})$ étant orthogonales, le deuxième terme ne couple que les états issus de la même bande ; il décrit les transitions ISB. La forme de la fonction enveloppe dans un puits quantique $F_j(\vec{r}) = \frac{1}{(S)^{1/2}} e^{ik_{\parallel} \vec{r}_{\parallel}} \psi_j(z)$, impose des transitions ISB uniquement entre états

ayant même vecteur d'onde $k_{\parallel}^i = k_{\parallel}^f$ et pour une polarisation de l'onde électromagnétique ayant une composante parallèle à z (onde *TM* – *Transverse Magnetic*). Cette propriété fondamentale des absorptions ISB permet de distinguer facilement celles-ci de toutes les absorptions possibles. L'expression du coefficient d'absorption entre les sousbandes i et f est la suivante :

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi (E_i - E_f)^2 (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{\mu}_{if})}{\Omega \omega \hbar^2 n c \varepsilon_0} S (n_i^S - n_f^S) \delta(E_f - E_i - \hbar\omega). \quad (1.21)$$

Dans les puits quantiques réels, la fonction $\delta(E)$ de Dirac doit être remplacée par une fonction d'élargissement spectral $g(E)$ qui reflète la largeur finie de la raie d'absorption. Dans les cas particuliers d'élargissement purement homogène ou purement inhomogène, $g(E)$ correspond à une fonction de type Lorentzien ou Gaussien respectivement.

Pour un angle θ entre la direction de propagation de l'onde dans le matériau et la normale aux couches, nous avons $\vec{\varepsilon} \cdot \vec{\mu}_{if} = \mu_{if} \sin \theta$ et $S/\Omega = 1/L \cos \theta$, où L est l'épaisseur de la région active et $\mu_{if} = \langle f | e z | i \rangle$. L'absorbance est alors égale à :

$$\alpha(\omega) L = (n_i^S - n_f^S) \sigma(\omega), \quad (1.22)$$

où nous avons introduit la section efficace de l'absorption,

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi(E_f - E_i)^2 \mu_{if}^2 \sin^2 \theta}{\omega \hbar n c \epsilon_0 \cos \theta} g(E_f - E_i - \hbar \omega). \quad (1.23)$$

Une dernière quantité intéressante et qui détermine l'efficacité de couplage entre les deux états de la transition est la force d'oscillateur :

$$f_{if} = \frac{2m_0(E_f - E_i)}{e^2 \hbar^2} (\mu_{if})^2. \quad (1.24)$$

1.2.8 Transitions intersousbandes : Interaction électron-phonon

Il existe plusieurs processus de relaxation ISB non radiatifs : interaction électron-phonon, interaction électron-électron, interaction électron-impureté... Cependant, les interactions électron-phonon optique longitudinal (LO) sont les mécanismes dominants de relaxation ISB (quand l'énergie de transition ISB est supérieure à celle d'un phonon LO). Dans ce paragraphe, je présente les grandes lignes du calcul du couplage électron-phonon LO dans le GaN wurzite.

Les atomes dans un cristal vibrent autour d'une position d'équilibre tout en restant liés entre eux. Le mouvement vibratoire permanent d'un atome va perturber celui de son plus proche voisin. Pour décrire ces effets de couplage, on peut modéliser ce comportement par une chaîne linéaire ayant deux atomes par maille élémentaire liés par des ressorts de constante de raideur K . D'après la loi de Hooke, les équations de mouvement s'écrivent :

$$\begin{aligned} M_1 \frac{d^2 u_{2r}}{dt^2} &= -K(u_{2r} - u_{2r-1}) - K(u_{2r} - u_{2r+1}), \\ M_2 \frac{d^2 u_{2r+1}}{dt^2} &= -K(u_{2r+1} - u_{2r}) - K(u_{2r+1} - u_{2r+2}). \end{aligned} \quad (1.25)$$

M_1 et M_2 sont les masses atomiques. u_{2r} et u_{2r+1} sont les positions des atomes sur les site $2r$ et $2r+1$. Elles s'écrivent sous la forme $u_{2r} = A_1 e^{i(2rqa - \omega t)}$ et $u_{2r+1} = A_2 e^{i[(2r+1)qa - \omega t]}$ avec q le vecteur d'onde du phonon et a la distance la plus proche entre deux atomes identiques. Les solutions de ces équations correspondent à deux branches dites optique et acoustique non dégénérés (voir fig 1.7). La branche optique est à haute énergie.

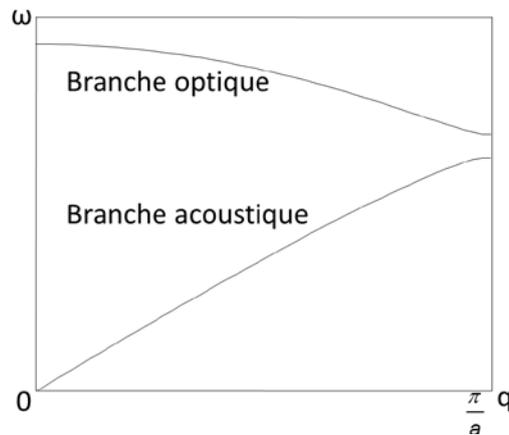


Figure 1.7 Relation de dispersion des phonons en considérant une chaîne atomique linéaire.

Dans les semiconducteurs polaires, les atomes de masses M_1 et M_2 ont des charges opposées (e^* et $-e^*$), le terme d'interaction avec les charges électriques doit être rajouté. L'équation (1.25) devient :

$$\begin{aligned}
-M_1 \omega^2 u_{2r} &= M_1 \frac{d^2 u_{2r}}{dt^2} = K(u_{2r+1} + u_{2r-1} - 2u_{2r}) + e^* E, \\
-M_2 \omega^2 u_{2r+1} &= M_2 \frac{d^2 u_{2r+1}}{dt^2} = K(u_{2r+2} + u_{2r} - 2u_{2r+1}) - e^* E.
\end{aligned}
\tag{1.26}$$

Pour les branches acoustiques ($q \rightarrow 0; \omega \rightarrow 0$), les atomes vibrent en phase. Pour les branches optiques, les atomes vibrent en opposition de phase induisant ainsi une polarisation électrique $\bar{P} \approx e^* \frac{u_{2r+1} - u_{2r}}{\varepsilon(\infty)}$.

A cause de leur symétrie wurtzite, le tenseur diélectrique dans le GaN et ses alliages s'écrit :

$$\varepsilon(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel}(\omega) \end{pmatrix}, \tag{1.27}$$

avec $\varepsilon_{\perp}(\omega) = \varepsilon_{\perp}(\infty) \frac{\omega^2 - \omega_{LO,\perp}^2}{\omega^2 - \omega_{TO,\perp}^2}$, et $\varepsilon_{\parallel}(\omega) = \varepsilon_{\parallel}(\infty) \frac{\omega^2 - \omega_{LO,\parallel}^2}{\omega^2 - \omega_{TO,\parallel}^2}$.

Le tableau 1.4 reprend les fréquences des phonons dans le GaN et l'AlN.

	GaN	AlN
$\omega_{LO,\perp} (cm^{-1})$	743	916
$\omega_{LO,\parallel} (cm^{-1})$	735	893
$\omega_{TO,\perp} (cm^{-1})$	561	673
$\omega_{TO,\parallel} (cm^{-1})$	533	660

Tableau 1.4 La fréquence des modes des phonons optiques longitudinaux et transverses.

Lee *et al.* ^[Lee97] ont démontré que pour les phonons optiques longitudinaux, l'anisotropie est faible. La figure 1.8 montre le couplage électron-phonon LO en fonction de l'angle $\theta = (\vec{q}, \vec{c})$. Le couplage varie très peu avec la direction du mode.

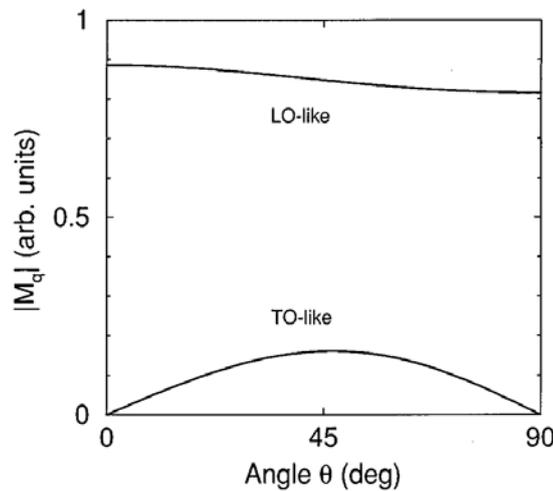


Figure 1.8 Élément de matrice qui décrit le couplage électron-phonon LO et électron-phonon TO dans le GaN polaire.

L'Hamiltonien de Fröhlich qui régit l'interaction électron-phonon LO dans un cristal cubique ^[Fer89] peut alors être appliqué au cas du GaN wurtzite. Cet Hamiltonien s'écrit :

$$H = \sum_q \sqrt{\frac{e^2 \hbar \omega_{LO}}{2\Omega \varepsilon_p}} \frac{1}{q} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} b_q^+ + hc, \quad (1.28)$$

où b_q^+ est l'opérateur de création de phonon et hc désigne le hermitique conjugué. En appliquant la règle d'or de Fermi, on obtient le taux de diffusion :

$$\Gamma_{LO} = \frac{e^2 \hbar \omega_{LO}}{2\varepsilon_p} \frac{m}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int d\vartheta \int dq_z \frac{F_{LO}(q_z)}{q^2} \left(\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} + n_{BE}(\hbar\omega_{LO}) \right), \quad (1.29)$$

où $q^2 = Q^2 + q_z^2$; $Q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \vartheta$ et $k_f^2 = k_i^2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E_i - E_f \mp \hbar\omega_{LO})$. Le signe haut correspond à

l'émission d'un phonon LO, et le signe bas à l'absorption. Q est le vecteur d'onde du phonon dans le plan et q_z est la composante du vecteur d'onde suivant l'axe c . k_i et k_f sont les vecteurs d'onde électroniques des états

initial et final respectivement. $n_{BE} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T}} - 1}$ est le nombre moyen de phonons. $\frac{1}{\varepsilon_p} = \frac{1}{\varepsilon(\infty)} - \frac{1}{\varepsilon_{stat}}$. F_{LO} est le

facteur de forme qui s'écrit :

$$F_{LO} = \left| \langle \psi_f | e^{iq_z z} | \psi_i \rangle \right|^2. \quad (1.30)$$

Une remarque est à soulever : dans les puits quantiques, le confinement entraîne une levée de dégénérescence des modes de phonon. Dans ce manuscrit, je considère uniquement les phonons du GaN massif.

Enfin, il est important de signaler que dans les puits nitrures, les taux d'interaction électron-phonon LO sont très élevés. Ceci provient de la masse effective élevée des électrons, de l'énergie des phonons LO élevée, de la faible constante diélectrique ($\varepsilon_{stat} = 9.7\varepsilon_0$ et $\varepsilon(\infty) = 5.29\varepsilon_0$ où ε_0 est la permittivité du vide) ainsi que du caractère ionique très fort entre le cation Ga et l'anion N. Le tableau 1.4 illustre ces grandeurs pour le GaAs et le GaN. A partir de ces valeurs, on s'attend à des taux d'interaction des électrons avec les phonons LO dans le GaN supérieurs à ceux qu'on peut obtenir dans le GaAs.

	GaAs	GaN
$\hbar\omega_{LO}$	36 meV	92 meV
m	0.067 m_0	0.22 m_0
ε_p	7.45×10^{-10}	1.034×10^{-10}
$n_{BE}(300K)$	0.439	0.051

Tableau 1.5 Grandeurs caractéristiques qui interviennent dans les taux d'émission et d'absorption d'un phonon LO dans le GaAs et le GaN.

1.3 Etat de l'art des dispositifs intersousbandes nitrures

La première démonstration du confinement électronique dans les couches nitrures a été la mesure d'absorption ISB à 3-4 μm . Ces observations ont été rapportées dans des puits quantiques GaN/Al_{0.6}Ga_{0.4}N élaborés par MOCVD ^[Suz97]. C. Gmachl *et al.* rapportent en 2000 l'observation d'une absorption ISB dans les puits quantiques de nitrures élaborés par MBE dans la gamme spectrale des télécommunications par fibre optique ^[Gma00]. Depuis, des absorptions ISB à courte longueur d'onde infrarouge ont été observées par plusieurs équipes dans des puits quantiques GaN/AlGaN ^{[Kis02], [Iiz02], [Hel03]} et des puits couplés ^{[Gma01], [Dri07]}. Les absorptions ISB ont été aussi

observées dans des boîtes quantiques GaN/AlN ^{[Mou03], [Tch05], [Gui06]}. Il est important de signaler que la gamme spectrale du proche infrarouge était inaccessible aux dispositifs ISB à base de matériaux GaAs/AlGaAs ou InGaAs/InAlAs sur InP.

Outre la possibilité d'accorder la longueur d'onde dans le domaine télécom, une motivation majeure pour les recherches sur les composants ISB à base de nitrures tient à leur rapidité intrinsèque. Le temps de retour à l'équilibre des porteurs entre sousbandes est inférieur à la picoseconde grâce à la forte interaction des électrons avec les phonons optiques longitudinaux ^[Suz98].

Le premier dispositif unipolaire en nitrures est une diode tunnel résonnante composée de deux barrières d'AlN et d'un puits GaN fabriquée par l'équipe de Kishino au Japon ^[Kik02]. Une revue des travaux sur ce dispositif sera détaillée dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

Un autre composant séduisant est le commutateur tout-optique reposant sur la saturation de l'absorption ISB par une impulsion optique de contrôle. Ce composant ne demande pas une ingénierie de couches complexe et bénéficie d'un temps de retour à l'équilibre de l'absorption très rapide (~150-300 fs). Cela permet d'envisager la fabrication de commutateurs tout-optique multi-Tbits/s. Cet axe de recherche a été fortement exploité par Iizuka *et al.* au Japon ^{[Iiz04], [Iiz05], [Iiz06a], [Iiz06b], [Shi07]}. Ces auteurs ont montré une extinction de 11.5 dB pour une énergie par impulsion pompe de 100 pJ. Par la suite, l'équipe de Roberto Paiella à l'université de Boston a montré qu'en optimisant le guide d'onde, c'est-à-dire en augmentant le recouvrement modal du champ électromagnétique avec les puits quantiques, l'énergie de saturation peut diminuer à 38 pJ pour une profondeur de modulation de 10 dB ^{[Li.Y07a], [Li.Y07b]}.

Les premiers photodétecteurs infrarouges photoconducteurs ou *QWIPs* (*Quantum Well Infrared Photodetectors*) à base de matériaux nitrures ont été réalisées par D. Hoffstetter *et al.* à l'université de Neuchâtel. Le pic de photocourant a été mesuré à basse température (10 K) vers 1.76 μm ^[Hof03]. La réponse du photodétecteur est estimée à 100 $\mu\text{A/W}$. Néanmoins, ces photodétecteurs souffrent d'un courant d'obscurité gigantesque lié probablement à la présence de fuites de courant à travers les dislocations. Pour pallier ces difficultés, des détecteurs fonctionnant en mode photovoltaïque ont été réalisés. Un aperçu de la littérature sur les travaux dans ce domaine sera présenté dans le chapitre 3.

Un autre axe de recherche intéressant est la modulation électro-optique. Le premier modulateur électro-optique proposé par l'équipe de D. Hoffstetter utilise le transfert de charges entre un superréseau et un gaz d'électrons bidimensionnel formé à l'interface entre le superréseau et la couche inférieure de GaN ^[Bau06]. Au sein de notre équipe, on a réalisé le premier modulateur électro-optique à transfert de charges entre deux puits quantiques couplés ^[Nev07]. La bande passante (-3 dB) de modulation optique limitée par la constante *RC* atteint déjà 1.3 GHz pour des mésas de 15x15 μm^2 ^[Kei08]. Des fréquences de coupure dépassant les 60 GHz ont été prédites par P. Holmström ^[Hol06]. Un troisième type de modulateurs développés aussi dans notre équipe repose sur le peuplement/dépeuplement des puits quantiques sous l'action du champ électrique ^{[Mac09], [Lup12]}.

De nombreux travaux théoriques ont aussi porté sur la réalisation de lasers à cascade quantique dans le système GaN/AlGaIn ^{[Jov03], [Sun05b], [Bel08]}. La première observation expérimentale de l'émission ISB dans un superréseau GaN/AlN, a été obtenue dans notre laboratoire par L. Nevou *et al.* ^{[Nev06], [Nev07a]}. Les puits quantiques en GaN de 8 monocouches d'épaisseur étaient conçus pour présenter 3 niveaux d'énergie en bande de conduction. Sous pompage optique de la transition e_1e_3 à 980 nm, l'émission e_2e_3 a été observée à 2.1 μm à la température ambiante.

Chapitre -2- Transport électronique dans un puits simple et dans des multi- puits quantiques

2.1 Généralités sur le transport cohérent	27
2.1.1 Longueurs caractéristiques.....	27
2.1.2 Transport cohérent	28
2.2 La diode à effet tunnel résonnant.....	29
2.2.1 Description	29
2.2.2 Origine de la RDN.....	29
2.3 Modélisation du transport tunnel résonnant à travers une double barrière	31
2.3.1 Modèle d'Esaki et Tsu	31
2.3.2 Effet du champ électrique	33
2.3.3 Effet de la discontinuité de la bande de conduction	35
2.3.4 Validité de l'hypothèse du transport cohérent	37
2.3.5 Structure optimisée	37
2.4 Etude expérimentale du transport à travers une double barrière	39
2.4.1 Aperçu de la littérature	39
2.4.2 Les défauts	39
2.4.3 Structures étudiées	40
2.4.4 Fabrication des micro-dispositifs	41
2.4.5 Montage expérimental.....	42
2.4.6 Mesures électriques.....	42
2.5 Transport à travers des multi-puits.....	46
2.5.1 Introduction	46
2.5.2 Structure étudiée.....	46
2.5.3 Etude expérimentale du transport à travers des multi-puits.....	47
2.5.4 Origine de la RDN : Formalisme de Kazarinov et Suris.....	48
2.6 Conclusion	51

Publications associées à ce chapitre :

- S. Sakr, Y. Kotsar, N. Isac, E. Warde, M. Tchernycheva, E. Monroy, F.H. Julien. “*Resonant tunneling transport in a GaN/AlN multi-quantum well structure*”, Applied Physics Express **5**, 052203 (2012).
- S. Sakr, E. Warde, M. Tchernycheva, L. Rigutti, N. Isac, F.H. Julien. “*Origin of electrical instabilities in GaN/Al(Ga)N double-barrier structure*”, Applied Physics Letters **99**, 142103 (2011).
- S. Sakr, E. Warde, M. Tchernycheva, F.H. Julien. “*Ballistic transport in GaN/AlGaN resonant tunneling diodes*”, Journal of Applied Physics **109**, 023717 (2011).

En 1973, Tsu et Esaki ont prédit l'apparition d'une résistance différentielle négative (RDN) dans les superréseaux semiconducteurs [Tsu73]. L'évolution fascinante des techniques d'élaboration des couches minces à l'échelle nanométrique a permis de confirmer ces prédictions théoriques. En 1974, l'équipe d'Esaki a réussi à observer une RDN dans un simple puits quantique GaAs/AlGaAs [Cha74]. Ce travail pionnier a ouvert la voie vers la réalisation de beaucoup de dispositifs ISB dans le domaine de l'optoélectronique et de la photonique, en particulier les lasers à cascade quantique.

Dans ce chapitre, je présente une étude théorique et expérimentale du transport électronique vertical dans les diodes tunnel résonnantes (ou puits simples) et dans les multi-puits à base de GaN/Al(Ga)N. Le champ interne présent dans ces matériaux ainsi que les défauts (en particulier les dislocations) compliquent le transport dans ces structures. Dans ce contexte, j'étudie dans la première partie de ce chapitre l'effet du champ interne sur la RDN. Dans la deuxième partie de ce chapitre, je montre que les phénomènes de RDN peuvent aussi être dus à la présence des défauts dans le matériau. A la fin de ce chapitre, je présente une première démonstration du transport tunnel résonnant dans des multi-puits à base de GaN/AlN.

2.1 Généralités sur le transport cohérent

2.1.1 Longueurs caractéristiques

Dans la description du transport électronique, plusieurs longueurs caractéristiques interviennent. Ces longueurs permettent de déterminer le domaine de validité du modèle de transport.

Considérons des électrons se propageant à une vitesse de groupe v dans un semiconducteur unidimensionnel de longueur L . Ces électrons ont une probabilité de subir des collisions. Les sources de collisions sont nombreuses : les vibrations du réseau (ou phonons), les impuretés statiques et les électrons. Durant une collision, un électron peut conserver son vecteur d'onde, c'est uniquement sa direction de propagation qui se trouve modifiée. Il s'agit des collisions élastiques. Pendant un choc, l'électron peut aussi échanger de l'énergie et donc son vecteur d'onde n'est plus conservé. Ce sont les chocs inélastiques. La longueur que parcourt l'électron entre deux collisions est son libre parcours moyen. Le libre parcours moyen élastique est défini par $l_e = v\tau_e$ (où τ_e est le temps qui sépare deux collisions élastiques) et le libre parcours moyen inélastique est défini par $l_i = v\tau_i$ (où τ_i est le temps entre deux événements inélastiques). Ces deux longueurs caractéristiques représentent la distance que parcourt balistiquement un électron avant de subir une collision élastique ou inélastique.

Lorsque $\tau_i > \tau_e$, une nouvelle longueur est définie : la longueur de cohérence de phase L_ϕ . A cette longueur correspond le temps de perte de cohérence de phase τ_ϕ . En effet, dans ce régime, entre deux collisions inélastiques, le transport n'est plus balistique. Nous avons pendant le temps τ_i , τ_i / τ_e trajectoires balistiques.

A partir de la relation entre le temps de perte de cohérence et le temps moyen élastique, on peut définir deux modes de transport :

- Quand $\tau_\phi < \tau_e$ et $l_e < L$, les interférences entre les ondes disparaissent et le transport est incohérent ou diffusif.
- Quand $\tau_i > \tau_\phi > \tau_e$ et $L_\phi > L$, le transport est cohérent et les interférences doivent être prises en compte.

2.1.2 Transport cohérent

Considérons un système cohérent connecté à deux réservoirs d'électrons macroscopiques (contacts). Ce système est caractérisé par les coefficients de transmission T_1 et T_2 et de réflexion R_1 et R_2 pour un électron arrivant sur le système de l'un des contacts. Les coefficients de transmission et de réflexion sont liés entre eux par les relations $T_1 = 1 - R_1$ et $T_2 = 1 - R_2$. La transmission totale s'écrit alors ^{[Cah88], [Dat98]} :

$$T(E) = \frac{T_1 T_2}{1 - (R_1 R_2)^{1/2} \cos \varphi + R_1 R_2}, \quad (2.1)$$

où φ est la phase de l'onde à son arrivée au 2^{ème} contact. Cette fonction est symétrique autour de $T_1/T_2 = 1$ et est égale à l'unité pour $T_1 = T_2 = 1$ (des contacts parfaitement transparents) comme l'indique la figure ci-dessous.

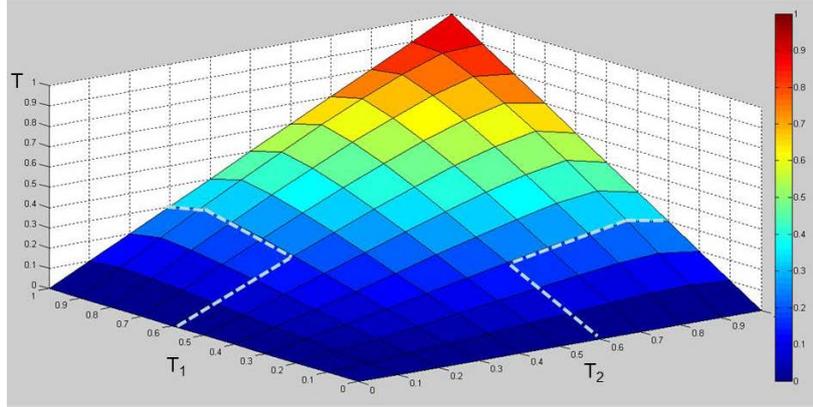


Figure 2.1 Courbe de transmission dans un système cohérent. Les tirets délimitent les régions correspondant à un déphasage important.

En réalité, les paramètres qui constituent l'équation (2.1) ne sont pas indépendants. Il existe une forte dépendance entre la phase de l'onde et le rapport des coefficients de transmission. Décrivons l'électron par une onde incidente et réfléchi :

$$\psi_i(z) = A_i \exp(ik_i z) \text{ et } \psi_r(z) = A_r \exp(ik_r z), \quad (2.2)$$

qui oscillent entre les deux contacts et interfèrent entre elles :

$$|\psi|^2 = |\psi_i + \psi_r|^2 = |A_i|^2 + |A_r|^2 + 2|A_i||A_r| \cos[(k_i - k_r)z]. \quad (2.3)$$

Le terme en cosinus représente l'interférence entre ces deux ondes. La phase de l'onde au cours de sa propagation s'écrit $k \times z = \left(\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(z))} \right) z$ où $V(z)$ est le potentiel au point z . Le déphasage que subit l'onde

au moment de son arrivée est alors $\varphi = \left(\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \Delta V} \right) z$ où ΔV est la différence de potentiel entre les deux réservoirs. Quand φ est élevé, ΔV est grand, il en découle que les interférences sont destructives et $T_1/T_2 \gg 1$. Par conséquent, la transmission totale est atténuée.

Dans le cas contraire c.à.d quand φ est faible, ΔV est petit. Les interférences sont alors constructives ($k_i = k_r$), et $T_1/T_2 \approx 1$. La transmission totale est élevée.

Dans un transport cohérent, les interférences sont à l'origine du transport électronique. La transmission est maximale pour des coefficients de transmission très proches.

2.2 La diode à effet tunnel résonnant

2.2.1 Description

La diode à effet tunnel résonnant ou DTR est le dispositif de base pour l'étude du transport électronique quantique. Une DTR est structurée de la façon suivante: une double barrière de potentiel pour former un puits quantique et deux couches de contact qui serviront comme cathode et anode (dont les rôles peuvent être permutés) pour injecter et collecter respectivement les électrons à travers le puits. Ce dispositif permet l'observation d'un phénomène quantique intéressant, l'effet tunnel résonnant qui s'exprime sous la forme d'une RDN dans les caractéristiques courant-tension (I-V) de ce dispositif. Ce changement de signe de la résistance différentielle a été prédit pour la première fois par Tsu et Esaki en 1973 ^[Tsu73] et observée un an plus tard au sein de la même équipe ^[Cha74].

2.2.2 Origine de la RDN

Sous l'application d'une polarisation, un courant d'électrons va circuler dans la structure. Tant que les électrons « ne voient pas » un état propre du puits, le transport est diffusif et les barrières peuvent être considérées comme indépendantes. La probabilité de passage est proportionnelle au produit des probabilités de transmission à travers les deux barrières prises séparément.

A une certaine polarisation appliquée, le minimum de la BC de l'émetteur peut coïncider avec un état résonnant du puits. L'onde incidente associée à l'électron trouve dans le puits quantique un état permis d'énergie qui a une durée de vie finie. On dit que l'énergie de l'électron est en résonance avec l'état quasi-lié du puits. L'électron a donc une probabilité maximale de franchir la première barrière et de se trouver dans le puits. Une fois dans le puits, l'onde va subir plusieurs réflexions sur les barrières, interférer d'une façon constructive afin d'établir un état stationnaire et finit par s'échapper de l'autre côté du puits. Après la résonance, les effets d'interférence sont perdus et la probabilité de trouver l'électron dans le puits va chuter, d'où l'apparition d'une RDN. Ces étapes sont illustrées dans la figure 2.2.

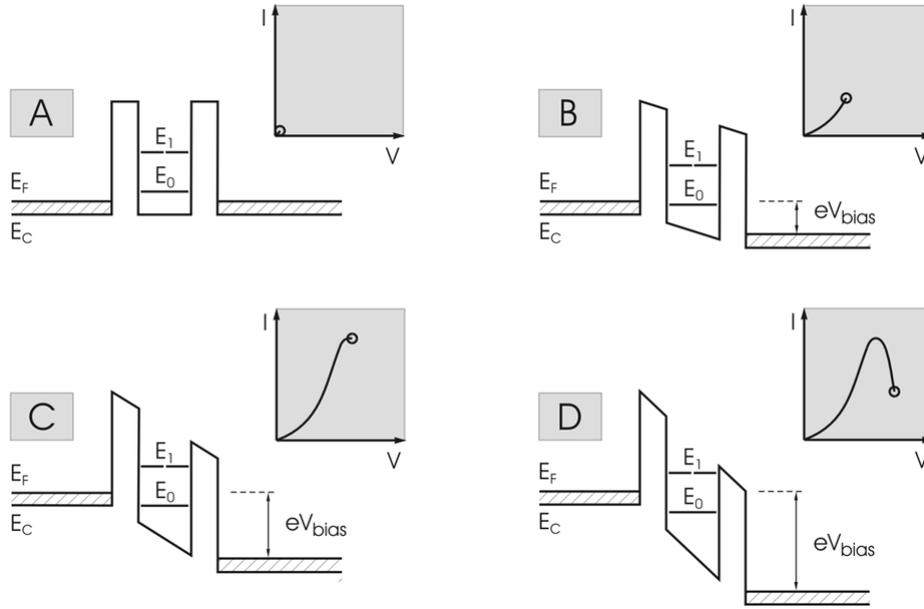


Figure 2.2 Schéma illustratif du principe de fonctionnement d'une DTR.

Cet effet a été aussi décrit par Luryi^[Lur85] analytiquement grâce à la loi de conservation de l'énergie de l'électron avant et après le passage à travers la première barrière. Dans le plan des couches (x, y), l'électron se déplace librement. Perpendiculairement à ce plan, suivant l'axe z, l'énergie de l'électron dans le puits est quantifiée. Par conséquent, l'espace réciproque de l'électron dans le puits quantique est restreint à des valeurs discrètes selon cette direction. Le vecteur d'onde électronique s'écrit alors $k = (k_x, k_y, k_{z,n})$ où n est un nombre entier. Dans la cathode (ou avant la traversée de la première barrière), l'énergie initiale de l'électron est :

$$E_i = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \equiv E_c + \frac{\hbar^2 (k_t^2 + k_z^2)}{2m}, \quad (2.4)$$

où E_c est l'énergie du minimum de la BC, k_t la composante transverse du vecteur d'onde de l'électron ($\vec{k}_t = \vec{k}_x + \vec{k}_y$) et m la masse effective de l'électron.

Dans le puits (ou après la traversée de la première barrière), l'énergie finale de l'électron s'écrit :

$$E_f = E_n + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m}, \quad (2.5)$$

où E_n est l'énergie du minimum de la sous-bande n à l'intérieur du puits.

Dans les équations ci-dessus, on a supposé que k_t et m sont conservés. La conservation de k_t est justifiée dans la mesure où l'électron voit toujours le même potentiel dans le plan des couches. La conservation de l'énergie donne :

$$k_z^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (E_n - E_c). \quad (2.6)$$

Les valeurs possibles de k_z sont réelles, comprises dans une sphère de rayon k_F (le vecteur d'onde de Fermi).

Quand $E_c > E_n$, les électrons ne peuvent plus traverser la double barrière. Par conséquent, on a une chute de courant.

2.3 Modélisation du transport tunnel résonnant à travers une double barrière

2.3.1 Modèle d'Esaki et Tsu

Le modèle que j'ai utilisé pour l'étude du transport électronique vertical (supposé cohérent) est basé sur la méthode de la matrice de transfert ^[Dem01]. Cette technique permet le calcul de la probabilité de transmission d'une onde associée à une particule à travers un profil d'énergie arbitraire. Cette méthode est bien adaptée à notre cas. En effet, il existe des solutions analytiques (fonctions d'Airy ^[Vat96]) pour des profils de potentiel linéaire. Cependant, une structure DTR réaliste n'est pas exactement linéaire comme le montre la figure 2.3.

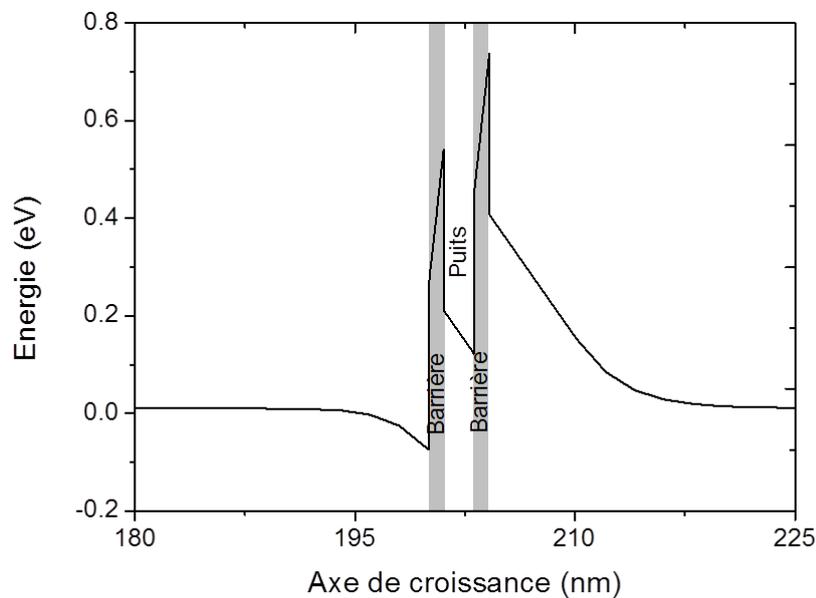


Figure 2.3 Profil de la BC d'une DTR à base de GaN.

J'ai utilisé cette approche pour calculer les caractéristiques I-V dans les DTRs GaN/Al(Ga)N. L'électron est pris dans la vallée Γ . Le transport dans les vallées latérales est négligeable car l'écart en énergie entre les vallées Γ et X (ou L) est d'au moins 2 eV dans le GaN ^[Vur01]. Le potentiel de confinement (sans polarisation) est calculé en utilisant le logiciel *Nextnano* avec une méthode de résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger et Poisson basée sur un modèle $k.p$ à 8 bandes.

Coefficient de transmission

En discrétisant le potentiel en petits segments d'énergie constante, la solution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps à l'intérieur de chaque segment i sera donc un paquet d'ondes planes de la forme:

$$\psi(z_i) = a_i \exp(ik_i z_i) + b_i \exp(-ik_i z_i), \quad (2.7)$$

où a_i et b_i sont les coefficients de transmission et de réflexion respectivement.

En appliquant les conditions de la continuité de la fonction d'onde et du courant de probabilité (ψ'/m où ψ' est la dérivée spatiale de la fonction d'onde) ^[Bas91] aux interfaces de deux segments consécutifs i et $i+1$, on peut facilement construire une matrice de transfert M_i qui permet de calculer les coefficients de l'onde correspondant au segment $i+1$ en fonction de ceux du segment i :

$$M_i = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{m_{i+1}}{m_i} \frac{k_i}{k_{i+1}} \exp i(k_i - k_{i+1})z_i & 1 - \frac{m_{i+1}}{m_i} \frac{k_i}{k_{i+1}} \exp -i(k_i - k_{i+1})z_i \\ 1 - \frac{m_{i+1}}{m_i} \frac{k_i}{k_{i+1}} \exp i(k_i - k_{i+1})z_i & 1 + \frac{m_{i+1}}{m_i} \frac{k_i}{k_{i+1}} \exp -i(k_i - k_{i+1})z_i \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Par récurrence, on arrive à démontrer que la matrice de transfert généralisée M s'écrit sous la forme suivante:

$$\begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix},$$

avec

$$M = \prod_{i=n-1, \dots, 0} M_i. \quad (2.9)$$

Ainsi, on peut déduire le coefficient de transmission qui n'est autre que le rapport du flux d'électrons transmis sur le flux incident:

$$T(E) = \frac{|a_n|^2 k_n / m_n}{|a_0|^2 k_0 / m_0}. \quad (2.10)$$

Densité de courant

La probabilité de passage des électrons étant déterminée, on peut maintenant calculer la densité de courant résultante de ce passage. La densité de courant est définie comme étant le produit du flux d'électrons présent dans la cathode par le coefficient de transmission. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$J = \left[-e \rho(\vec{k}) f(\vec{k}) v(\vec{k}) d\vec{k} \right] T(\vec{k}), \quad (2.11)$$

où e est la charge élémentaire, $\rho(\vec{k})$ la densité d'états, $f(\vec{k})$ la distribution de Fermi-Dirac et $v(\vec{k}) d\vec{k}$ la vitesse de groupe de l'électron. $T(\vec{k})$ représente le coefficient de transmission. En remplaçant ces quantités par leurs expressions, on obtient :

$$J = -\frac{e}{4\pi^3} \frac{\hbar}{m} T(\vec{k}) f(\vec{k}_z, \vec{k}_t) \vec{k}_z d\vec{k}_z d\vec{k}_t. \quad (2.12)$$

Le courant total est la différence des courants circulant dans les deux sens (de droite à gauche et de gauche à droite) à travers la double barrière ($J_T = J_d - J_g$). Pour une énergie donnée E_z , on peut facilement démontrer que: $\vec{k}_z d\vec{k}_z = \frac{m}{\hbar^2} dE_z$. En outre, les coefficients de transmission sont identiques dans un sens comme dans l'autre

($T_g(E_z) = T_d(E_z)$). En sommant sur toutes les énergies, l'expression du courant devient :

$$J_T = \frac{e}{4\pi^3} \frac{\hbar}{m} \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 \int_0^\infty dE_z \int_0^\infty dE_t \int_0^{2\pi} d\theta T(E_z) [f_g(E_z, E_t) - f_d(E_z, E_t)]. \quad (2.13)$$

Le développement de cette équation nous mène à l'expression finale de la caractéristique densité de courant-tension:

$$J_T(V_a) = \frac{emk_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E_z) \ln \frac{1 + \exp[(E_F - E_z) / k_B T]}{1 + \exp[(E_F - E_z - eV_a) / k_B T]} dE_z. \quad (2.14)$$

E_F est le niveau de Fermi dans la cathode et v_a la tension appliquée linéairement aux bornes des semiconducteurs non-dégénérés.

Il est aussi possible à partir de cette méthode de tenir compte du courant provenant du gaz bidimensionnel (2D) ^[Ber07]. Dans mes calculs, je n'ai considéré que le courant provenant des couches de contact. Ce dernier est dominant par rapport au courant provenant du gaz 2D ^[Ber07].

Ce modèle de Tsu et Esaki suppose que les contacts sont en équilibre thermodynamique à tout instant. Il en résulte trois conséquences :

- i) la thermalisation des contacts est instantanée. Donc l'électron perd sa phase immédiatement dans l'anode par des diffusions inélastiques et ne fait pas de retour. Cette relaxation permet de collecter l'électron transmis.
- ii) l'énergie cinétique dans le plan des couches est égale à l'énergie thermique $k_B T$ (26 meV à 300 K).
- iii) la distribution électronique dans les contacts est donnée par la statistique de Fermi.

Limitation du modèle

Ce modèle de calcul présente certaines limitations :

- i) L'application linéaire du champ électrique : en réalité, le champ n'est pas parfaitement constant à cause des régions de charge d'espace. Une approche plus quantitative serait de considérer le potentiel électrique appliqué (pour chaque valeur de tension appliquée) dans l'Hamiltonien du système pour une résolution auto-cohérente de Schrödinger-Poisson.
- ii) Le transport cohérent : ce modèle ne prend pas en compte des mécanismes de relaxation ou de déphasage des porteurs. Cette limitation devient un handicap dans les systèmes où plus qu'un niveau d'énergie est impliqué dans le transport (comme dans les superréseaux) et donc les effets de relaxation doivent être considérés.

2.3.2 Effet du champ électrique

Dans les DTRs à base de GaN, la présence d'un champ électrique interne induit la formation d'un gaz 2D et d'une région déplétée d'électrons de part et d'autre de la région active. Cette asymétrie du profil de bande a des effets sur le transport quantique et en particulier sur les résonances du courant. J'ai étudié une structure de DTR typique AlGaIn / GaN / AlGaIn. Les détails de la structure sont présentés dans le tableau ci-dessous. Il faudra noter que les *spacer* sont des couches non dopées et ont pour rôle d'empêcher l'occupation de l'état fondamental du puits quantique à 0 V.

Contact inférieur	Spacer	Barrière	Puits	Barrière	Spacer	Contact supérieur
GaN (95 nm) $n=5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	GaN (5 nm)	$\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ (1 nm)	GaN (2 nm)	$\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ (1 nm)	GaN (5 nm)	GaN (95 nm) $n=5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Tableau 2.1 Paramètres de la structure DTR étudiée (cités suivant l'axe de croissance).

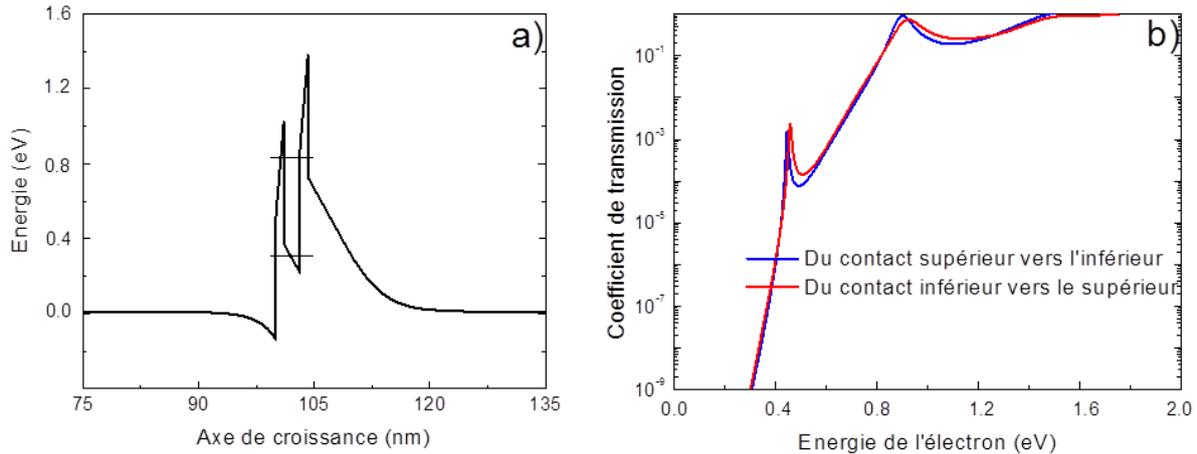


Figure 2.4 a) Profil de la BC de la DTR $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N} / \text{GaN} / \text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$. Les traits montrent la position des niveaux d'énergie dans le puits, b) Courbes du coefficient de transmission en fonction de l'énergie de l'électron à travers le potentiel de la DTR à 0 V.

Tout d'abord, j'ai calculé les coefficients de transmission des électrons, T , en fonction de leur énergie incidente, E_z , à travers le profil de potentiel non polarisé. Les informations que l'on peut tirer de ces caractéristiques sont les énergies des états résonnants à l'intérieur du puits. Comme l'indique la figure 2.4, les courbes $T(E)$ sont quasi-identiques dans la limite de la précision des calculs en allant du contact gauche au contact droit et vice versa. Les pics de transmission correspondent aux résonances avec les états propres du puits. Ces pics situés à 0.45 eV et 0.91 eV ont des valeurs de transmission de 1.1×10^{-3} et 0.68 respectivement. La faible transmission à 0.45 eV est due à la présence de la région déplétée qui atténue l'onde résonnante transmise à basse énergie. Cependant, la transmission à travers le deuxième état reste inférieure à 1 bien que la région déplétée n'a pas d'effet sur cet état. Ceci est dû à l'asymétrie des barrières de potentiel. Pour des barrières symétriques, le coefficient de la transmission à la résonance serait égal à l'unité ^[Ric84]. L'asymétrie des barrières induit un déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchi dans le puits. Ce déphasage, comme discuté auparavant dans l'équation (2.1), empêche une transmission totale de l'onde. L'égalité des coefficients de transmission $T(E)$ en allant du contact gauche au contact droit et vice versa laisse penser que les caractéristiques $J(V)$ seront identiques pour des tensions appliquées positives et négatives. On verra dans le paragraphe suivant que cette hypothèse est fautive.

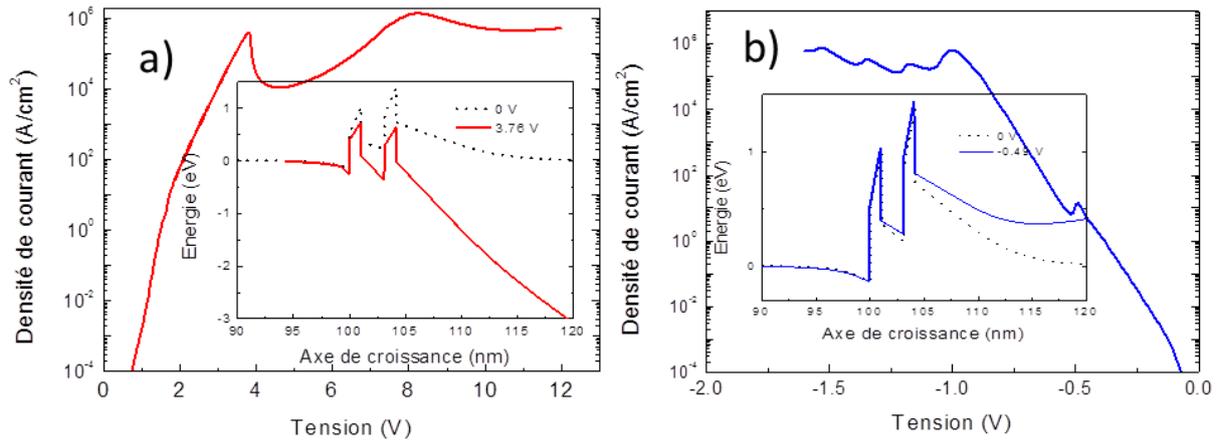


Figure 2.5 Caractéristiques densité de courant-tension pour des tensions appliquées positives a) et négatives b). Les inserts correspondent aux profils de la BC à tension nulle (traits pointillés) et aux résonances de courant (traits pleins).

Dans toute la suite, j'utilise la convention que la tension est appliquée au contact supérieur (le contact inférieur étant lié à la masse). Les courbes $J(V)$ sont montrées dans la figure 2.5.

Pour une tension positive et négative appliquée, les premières résonances de courant sont à 3.8 et -0.5 V avec des niveaux de courant de 6×10^5 et 16 A/cm^2 et des rapports de courant pic sur le courant vallée (P/V) de 41 et 3 respectivement. Ils correspondent au transport tunnel à travers le premier état résonnant. Les oscillations à partir de -1 V sont dues au phénomène de la résonance de diffusion dans le continuum. D'une part, les niveaux de courant et les positions des résonances sont différents en fonction du signe de la tension appliquée à cause de l'asymétrie de potentiel. Pour une polarisation négative, les électrons doivent traverser une région dépeuplée large ce qui réduit énormément le niveau de courant collecté. Dans cette configuration, la tension nécessaire pour aligner le quasi-niveau de Fermi de la cathode avec l'état résonnant du puits est faible. D'autre part, le rapport P/V est significatif uniquement pour un balayage positif. Pour mieux comprendre cette différence, il faut se référer aux profils de bande polarisés à la résonance. Pour des tensions positives, le profil est plus symétrique, ce qui se traduit par une transmission à la résonance élevée et donc un courant pic élevé. Ceci se manifeste par une différence importante entre le courant pic et le courant vallée. En revanche, sous tension négative, le profil est beaucoup moins symétrique et donc le courant pic est faible. Par conséquent, le rapport P/V est faible.

Ces résultats peuvent être généralisés tant que le profil est asymétrique. On peut alors conclure que **dans les DTRs de type Al(Ga)N / GaN / Al(Ga)N, l'observation des RDNs est favorisée pour une polarisation positive appliquée.**

2.3.3 Effet de la discontinuité de la bande de conduction

Le deuxième point étudié est l'effet de la discontinuité de la BC (et donc du confinement) sur les résonances du courant. La structure est identique à celle présentée dans la partie précédente avec un puits de 1 nm d'épaisseur et des barrières constituées d'un alliage ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ variable (où x est le pourcentage d'Al). Comme indiqué dans la figure 2.6, non seulement le potentiel dans les barrières devient plus élevé avec l'augmentation du taux d'Al mais aussi le profil de bande est décalé vers les hautes énergies à cause de l'augmentation du champ interne.

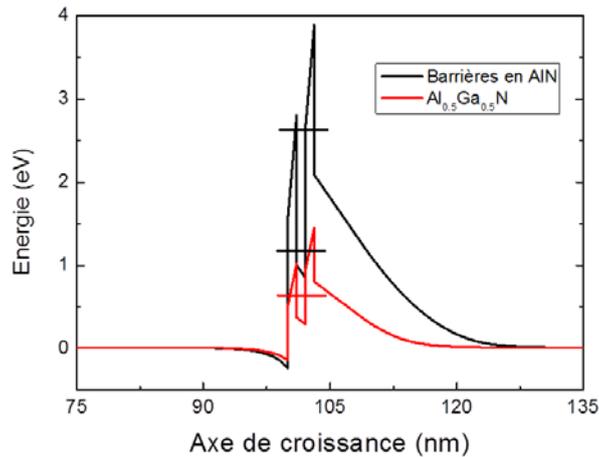


Figure 2.6 Profil de la BC pour des barrières en AlN (en noir) et en $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ (en rouge).

La figure 2.7a montre les coefficients de transmission en fonction de la teneur x en Al. On remarque quand x augmente:

- i) un décalage vers le bleu des résonances
- ii) et une diminution de la transmission et de la largeur à mi-hauteur des pics à la résonance.

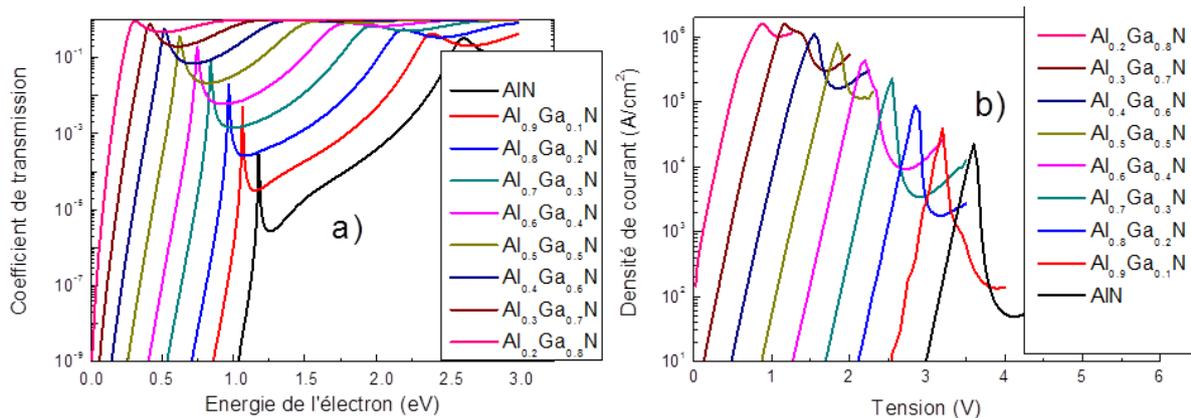


Figure 2.7 a) Coefficient de transmission en fonction de l'énergie de l'électron, b) caractéristiques $J(V)$ pour différentes compositions d'Al dans les barrières.

Le décalage vers le bleu s'explique par l'influence du champ interne qui pousse le bas du puits quantique vers les hautes énergies et par conséquent décale aussi ses états propres. La diminution de la transmission à la résonance est due à l'élargissement de la région déplétée et à l'augmentation des hauteurs des barrières. D'autre part, quand x augmente, la durée de vie de l'état propre augmente et donc l'incertitude sur son énergie (ou la largeur de l'état) diminue d'après le principe d'incertitude de Heisenberg ($\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$). Cet effet est à l'origine de la diminution de la largeur à mi-hauteur avec l'augmentation de la teneur en Al.

La figure 2.7b montre les caractéristiques densité de courant-tension pour les différents taux d'Al. Les pics de courant présentent aussi un décalage vers les tensions élevées quand x augmente. Ce décalage est attendu vu l'augmentation en énergie des états propres avec x . De plus, le rapport P/V croît avec le taux d'Al. Ceci est dû à la diminution du courant vallée qui est plus rapide que celle du courant pic à cause de sa nature résonnante. En effet, le rapport P/V dépend de la « forme » du pic de la transmission. Quand la teneur en Al augmente, l'élargissement du pic de transmission diminue et son amplitude augmente. En termes de courant, cela signifie

que quand le quasi-niveau de Fermi de l'émetteur dépasse légèrement l'état résonnant du puits, seulement une fraction très faible des électrons traverse la double-barrière. Ainsi, le courant vallée est réduit ce qui augmente le rapport P/V. On peut alors déduire que **plus le confinement augmente, plus le rapport P/V croît dans le cadre d'un transport cohérent.**

2.3.4 Validité de l'hypothèse du transport cohérent

Comme montré au préalable dans ce chapitre, pour confirmer un infirmer l'hypothèse d'un transport cohérent, il faut vérifier si le temps que passe l'électron dans le puits lui permet de s'échapper vers le collecteur avant de subir des collisions inélastiques. Au sein de la même bande, les temps caractéristiques de ces collisions (électron-électron), τ_{ee} , dépendent de la concentration des porteurs dans le puits à la résonance. Moins il y a des porteurs dans le puits, plus le temps de collision est long. Pour les structures étudiées dans le sous-paragraphe précédent, la durée de vie des états résonnants du puits est calculée à partir du principe d'incertitude de Heisenberg. Les résultats sont affichés dans le tableau ci-dessous.

x	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Δt (fs)	6.7	8.2	10.7	15.1	23.8	37.0	71.4	89.3	115.7

Tableau 2.2 Durée de vie des états à l'intérieur du puits pour différentes compositions d'Al dans les barrières.

Au fur et à mesure que le confinement augmente, la durée de vie de l'état augmente. Cette dernière augmente d'un facteur 17 en modifiant le pourcentage d'Al dans les barrières de 20% à 100%. D'autre part, la densité d'électrons dans le puits à la résonance est réduite d'un facteur ~100 en augmentant le pourcentage d'Al dans les barrières de 20% à 100% (fig 2.7b). En se basant sur les calculs de Suzuki *et al.* ^[Suz98], τ_{ee} augmente d'un facteur 20 pour une réduction de population de 10^2 cm^{-2} . On peut alors déduire que le temps d'interaction électron-électron augmente plus vite que la durée de vie en changeant la composition d'Al de 20% à 100%. Pour une concentration surfacique de $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, τ_{ee} est de l'ordre de 40 fs ^[Suz98]. Sachant que la densité surfacique dans le puits pour des barrières en $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ est plus faible que cette valeur ($5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), l'électron traverse le puits sans subir de collisions. Le transport est cohérent pour des barrières en $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$, et l'est aussi pour toutes les autres structures calculées. Dans ces exemples, le transport cohérent est dominant ce qui valide l'hypothèse faite dans ce chapitre. En revanche, **pour des barrières plus épaisses, les durées de vie augmentent très vite (d'une façon exponentielle avec l'épaisseur des barrières) et les collisions peuvent intervenir dans le transport.**

2.3.5 Structure optimisée

Comme je l'ai montré dans le sous-paragraphe 2.3.2, les DTRs standards de type $\text{Al}(\text{Ga})\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}(\text{Ga})\text{N}$ présentent un comportement électrique asymétrique où les effets de résonance sont favorisés pour un seul sens de tension appliquée. Il est alors intéressant de concevoir une DTR avec un comportement électrique symétrique où des RDNs seront observées pour des tensions positives et négatives appliquées. Pour cela, un profil de bande symétrique est indispensable. La règle de conception d'une DTR à comportement symétrique doit respecter différents points.

- i) Choisir une teneur en Al dans les couches de contact égale ou proche à celle dans la région active pour réduire l'effet du champ interne.
- ii) Ajuster les taux d'Al dans les couches de contact et les barrières afin d'obtenir des hauteurs de barrières identiques (sinon la barrière du côté de la zone de déplétion serait toujours plus élevée).

- iii) Maintenir une occupation nulle à 0 V de l'état propre dans le puits quantique dans le but de favoriser un transport cohérent.

Conserver un dopage élevé dans les couches de contact pour rapprocher l'état résonnant du niveau de Fermi. Il est souhaitable d'avoir une tension de résonance faible. En effet, l'application d'une tension élevée risque de briser complètement la symétrie des deux barrières à la résonance.

Plusieurs exemples de DTR sont possibles. Je propose dans ce paragraphe la structure suivante :

Contact inférieur	Spacer	Barrière	Puits	Barrière	Spacer	Contact supérieur
Al _{0.4} Ga _{0.6} N (100 nm) n-5x10 ¹⁹ cm ⁻³	Al _{0.4} Ga _{0.6} N (5 nm)	Al _{0.6} Ga _{0.4} N (1 nm)	GaN (2 nm)	Al _{0.6} Ga _{0.4} N (1 nm)	GaN (5 nm)	GaN (100 nm) n-5x10 ¹⁹ cm ⁻³

Tableau 2.3 Détails de la structure DTR à comportement électrique symétrique.

Le profil de bande correspondant est représenté dans la figure 2.8a. Le profil n'est pas parfaitement symétrique, mais les barrières ainsi que les régions de déplétion sont identiques autour du puits.

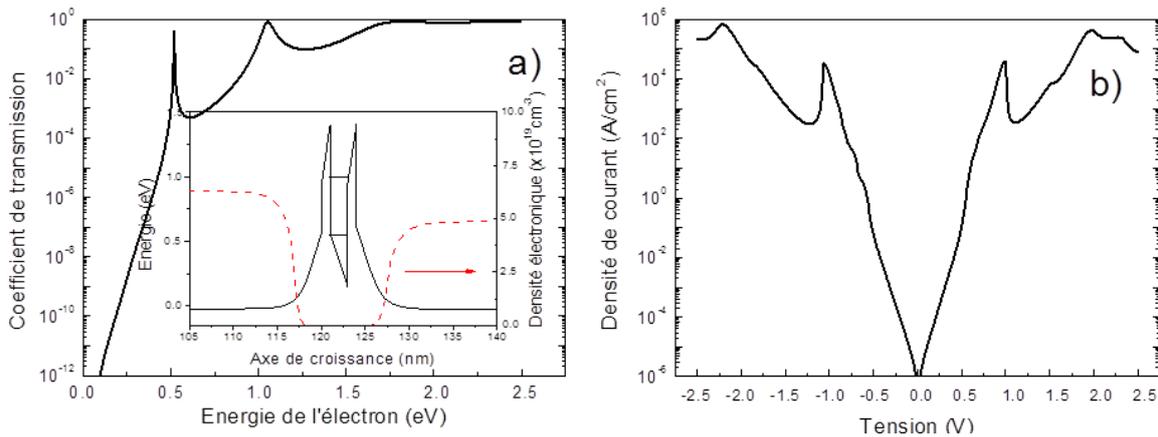


Figure 2.8 a) Courbe T(E) de la DTR optimisée avec le profil de la BC correspondant, b) Caractéristique J(V) symétriques autour de 0 V.

Les caractéristiques J(V) (fig 2.8b) montrent que les rapports P/V et les niveaux de courant sont très proches. Les rapports P/V ont augmenté de 3 à 124 (pour les tensions négatives) par rapport à la structure du sous-paragraphe 2.3.2. La forme trapézoïdale des barrières et du puits n'a pas d'effet sur l'évolution du rapport P/V. Le rôle de la symétrie se limite sur les hauteurs et les épaisseurs des barrières qui modifient la phase des ondes transmises et réfléchies à l'intérieur du puits. La position des RDNs est légèrement différente (1.0 et -1.1 V). Ceci est dû à l'effet Stark. En effet, l'état résonnant est décalé à basse (haute) énergie sous l'application d'une tension positive (négative). Par conséquent, la tension d'alignement est légèrement inférieure en tension positive.

Les calculs présentés dans la section 2.3 ont permis de mieux comprendre l'effet du champ interne sur les résonances du courant dans les DTRs nitrures. Cependant ces calculs supposent des structures idéales et ne considèrent pas la présence de défauts qui peuvent changer les propriétés du transport. On verra par la suite qu'en pratique ces défauts contribuent fortement au transport.

2.4 Etude expérimentale du transport à travers une double barrière

2.4.1 Aperçu de la littérature

De nombreuses tentatives pour sonder des effets de résonance quantique dans les DTRs à base de GaN ont été réalisées. Les premiers résultats ont été publiés par Kishino *et al.* en 2002 ^[Kik02], montrant des RDNs non reproductibles ayant des rapports P/V très élevés dans des DTRs épitaxiées sur un substrat saphir. Ces RDNs ont été attribuées au transport tunnel résonnant. Cette interprétation a été sujet à débat à cause de la non-reproductibilité des mesures ^[Bel03, Kik03]. Quatre ans plus tard, Golka *et al.* ont exploré le transport dans des DTRs nitrures épitaxiés sur un substrat GaN massif ^[Gol06]. Contrairement au travail de Kishino, les RDNs présentaient des rapports P/V plus faibles qui se compare de façon raisonnable avec les prédictions théoriques. Cependant la non-reproductibilité persistait dans ces mesures. Très récemment, l'équipe de Razeghi a étudié le transport vertical dans des DTRs épitaxiés sur différents substrats ^[Vas10, Bay10a, Bay10b]. Dans ses publications, les DTRs montrent des RDNs avec des performances limitées et certaines mesures ne sont toujours pas reproductibles. Toutes les mesures citées ci-dessus ont été effectuées à la température ambiante. Les comportements des différentes DTRs étudiées dans la littérature présentent des effets communs :

- i) une RDN pendant le balayage (0/+V),
- ii) un hystérésis de courant qui fait disparaître la RDN au cours de la descente (+V/0),
- iii) et une dégradation des rapports P/V d'une acquisition à une autre.

2.4.2 Les défauts

Dans les hétérostructures, il existe en général deux types de défauts : intrinsèques au cristal qui sont les défauts structuraux comme les dislocations, les lacunes, et extrinsèques au cristal comme les donneurs (ou accepteurs) et d'autres types d'impuretés introduites pendant la croissance comme l'oxygène. Ces exemples de défauts existent dans tous les semiconducteurs III-V. En revanche, on trouve dans les nitrures une densité de dislocations très élevée (10^6 - 10^9 cm⁻²) par rapport aux autres matériaux III-V (voir le chapitre 1).

La dislocation est synonyme d'une liaison chimique rompue et donc introduit des états d'énergie supplémentaires. Des méthodes *ab-initio* permettent de calculer les états d'énergie propres aux dislocations ^[Nor01]. Ces calculs sont lourds et doivent tenir compte du type de la dislocation, de son orientation et de son environnement, c'est-à-dire le cœur de la dislocation et ses plus proches atomes voisins.

Trois types de dislocations existent :

- i) Les dislocations vis. Elles se propagent perpendiculairement à la déformation avec un vecteur de Burgers [0001] dans le GaN.
- ii) Les dislocations coin. Elles se propagent parallèlement à la déformation. Dans le GaN, elles ont un vecteur de Burgers 1/3 [11-20].
- iii) Les dislocations mixtes. Comme leur nom l'indique, c'est un mélange des dislocations vis et coin. La ligne de dislocation est courbée.

Tous ces types de dislocations ont été observés dans les semiconducteurs à base de nitrures d'éléments III et en particulier les dislocations vis ^[Nor01]. Ces défauts ont des effets sur les propriétés électriques et optiques de ces matériaux. Électriquement, ils peuvent constituer des pièges pour les électrons ou avoir un caractère métallique. Enfin, le rôle de ces défauts ne doit pas être ignoré dans l'interprétation des propriétés électriques des composants nitrures.

2.4.3 Structures étudiées

Approche

Dans la conception des DTRs, l'optimisation de la RDN ainsi que la réduction des défauts dans la région active doivent être considérées. Le meilleur compromis qui satisfait ces deux conditions est l'utilisation de barrières fines en AlN ou $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Ce choix permet de respecter la limite de cohérence. Une remarque est à soulever concernant la conception du puits. Il est préférable de concevoir un puits en GaN pur pour éviter d'augmenter le désordre d'alliage. En outre, des puits fins (<5 monocouches) (1 monocouche=0.26 nm) sont défavorables. La fluctuation d'une monocouche (MC) (qui est souvent incontournable pendant la croissance) à l'intérieur d'un puits fin modifie fortement l'énergie des états liés et a donc des conséquences importantes sur le transport électronique. Pour un puits de 4 MC par exemple, en fonction de l'épaisseur locale du puits qui peut varier dans le plan des couches, les électrons traversent des puits de 3, 4 ou 5 MC. Par conséquent, il ne s'agit plus d'un seul état propre du puits mais de plusieurs états. Les conditions de résonance se trouvent modifiées ce qui peut nuire à l'observation des RDNs. Pour des puits plus larges, cet effet est moins ressenti vu que les fluctuations d'une MC décalent faiblement les énergies propres du puits.

Beaucoup de structures ont été caractérisées électriquement au cours de ma thèse. Sachant que toutes ces structures ont un comportement électrique assez proche, je vais me concentrer dans ce chapitre sur l'étude d'une seule structure représentative.

Détails

Les DTRs ont été épitaxiées sur un substrat saphir par *PA-MBE* au CEA de Grenoble. La croissance débute par une couche tampon de GaN. Les couches de contact sont en GaN afin de bénéficier d'une haute mobilité et donc d'une bonne conductivité électrique. Entre les couches de contact et la région active, des *spacers* de quelques nm sont introduits.

Les structures DTRs sont alors de type GaN / Al(Ga)N / GaN / Al(Ga)N / GaN. La région active est non intentionnellement dopée. Ci-dessous (fig 2.9) les détails de l'échantillon que j'ai étudié, E1758, avec le profil de la BC correspondant.

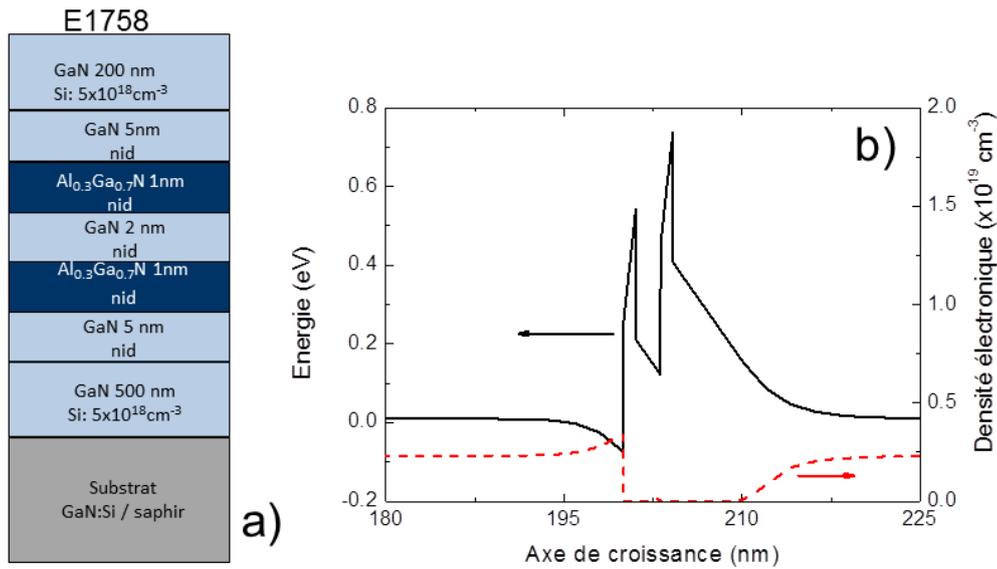


Figure 2.9 Structure de l'échantillon E1758 avec le profil de la BC correspondant.

2.4.4 Fabrication des micro-dispositifs

J'ai réalisé la fabrication de différents dispositifs à la centrale de technologie universitaire (CTU) IEF-Minerve. Dans ce paragraphe, je présente de façon très succincte les étapes technologiques. Les détails des recettes utilisées sont exposés dans l'annexe B. Je tiens juste à signaler que la technologie des micro-dispositifs à base de nitrures nécessite un savoir-faire complètement différent des autres matériaux III-V vu la dureté et la stabilité chimique de ces cristaux.

Deux masques conçus pour l'étude du transport vertical dans les DTRs ont été développés au cours de ma thèse. Sur les masques, deux types de motifs sont considérés : des mésas de plusieurs tailles ainsi que des motifs *TLM* (*Transmission Line Model*) pour l'étude de la résistance des contacts. La fabrication des mésas se fait après micro-masquage par une gravure ionique sèche. La gravure s'arrête au niveau de la couche de contact inférieure.

Les couches de contact supérieure et inférieure sont métallisées par un empilement de métaux Ti(10 nm)/Al(50 nm)/Ti(30 nm)/Au(150 nm). La métallisation est suivie d'un *lift-off*. La figure 2.10 représente l'image finale des dispositifs en utilisant deux masques différents. Sur le premier masque (fig 2.10a), les mésas sont carrées avec des tailles qui varient de 50 μm jusqu'à 500 μm . Sur le deuxième masque (fig 2.10b), les mésas sont circulaires avec des diamètres allant de 5 μm jusqu'à 10 μm .

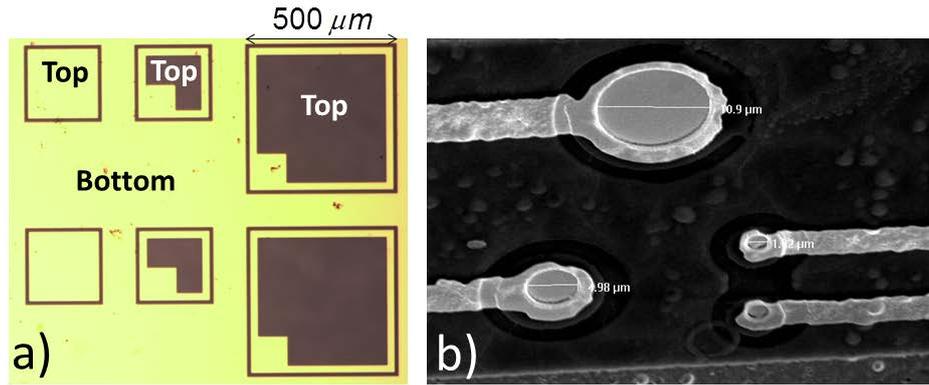


Figure 2.10 a) Image de microscopie optique et b) image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) des dispositifs DTRs après le procédé de fabrication à partir de deux masques différents.

2.4.5 Montage expérimental

Les mesures électriques ont été faites utilisant une station sous-pointes. Les pointes métalliques, en Tungstène, sont connectées à une source de tension (continue) Keithley 2636 configurée pour mesurer le courant. Les données mesurées sont visualisées à l'aide du logiciel *Labview*. Plusieurs manipulations sont possibles :

- i) Caractéristiques courant-tension.
- ii) Caractéristiques résistance-tension.
- iii) Transitoires courant-temps pour une marche de tension appliquée.

2.4.6 Mesures électriques

Effet des contacts

Un point important dans l'étude des caractéristiques électriques, est d'estimer la tension réelle appliquée aux bornes de la région active. En général, une barrière de potentiel (barrière Schottky) existe à l'interface entre le semiconducteur et le métal à cause de la différence entre le travail de sortie des deux matériaux. Un contact Schottky supérieur (inférieur) est bloquant pour une tension négative (positive) (le signe de la tension étant défini pour le contact supérieur, le contact inférieur étant lié à la masse). Une méthode approximative pour estimer les barrières Schottky est de mesurer les caractéristiques courant-tension à travers les couches de contact. Les différents masques présentés dans ce manuscrit disposent des lignes *TLM* (*Transmission Line method*). Ces motifs sont à double intérêt, ils permettent l'estimation des barrières Schottky et la détermination de la résistance des couches de contact. Les détails de cette technique sont développés en annexe A. A partir de ces mesures, la valeur énergétique de la barrière Schottky du contact inférieur est estimée à ~ 0.7 eV. Pour un balayage positif de tension, la tension effective appliquée aux bornes de la région active sera alors :

$$U_{effective} \text{ (Volt)} \approx U_{appliquée} - 0.7 \quad (2.15)$$

La résistivité des couches de contact métallique supérieure et inférieure est de $2 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $5 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$ respectivement.

Mesures et observations

Sur les mésas, la tension est balayée à partir de 0 V jusqu'à +V, puis de +V jusqu'à 0 V, faisant ainsi un cycle de tension (0/+V/0). Le pas en tension est fixé à 100 mV avec un temps d'acquisition variable. Les courbes J(V) à la température ambiante de l'échantillon E1758 sont présentées dans la figure 2.11.

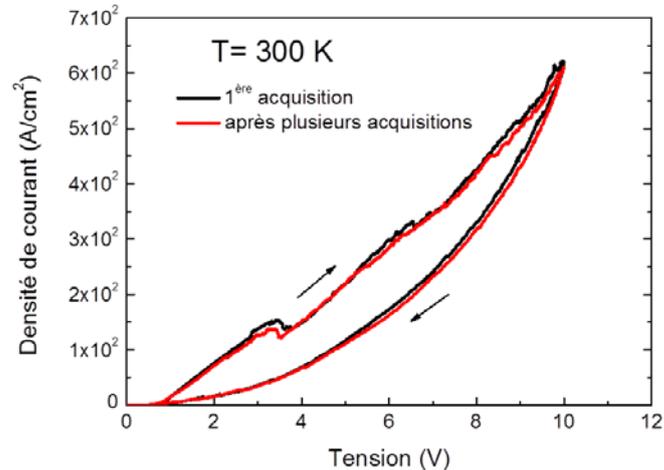


Figure 2.11 Caractéristiques J(V) à 300 K en appliquant un cycle (0/+V/0).

Ces caractéristiques montrent plusieurs effets :

- i) une densité de courant mesurée qui est de 6 ordres de grandeurs plus faible que la densité de courant estimée par le calcul,
- ii) une RDN dans la montée (0/+V) qui apparaît entre 2.5 et 4 V avec des instabilités de courant à des tensions plus élevées,
- iii) un hystérésis de courant avec disparition de la RDN dans la descente (+V/0),
- iv) et une dégradation de la RDN après un certain nombre d'acquisitions.

Ce comportement est observé sur une grande partie des mésas (~80%) indépendamment de leur taille. Ces observations sont qualitativement en accord avec les travaux publiés dans la littérature [Gol06, Vas10, Bay10a, Bay10b]. L'approche généralement adaptée pour analyser ces effets est la suivante : les RDNs observées sont attribuées à la résonance à travers les états propres du puits. Cette interprétation est contestable car elle ne peut pas expliquer l'hystérésis du courant qui fait disparaître la RDN et elle ne tient pas compte du niveau de courant très faible. L'hypothèse avancée pour expliquer l'hystérésis consiste dans le peuplement des défauts par le courant circulant à travers le dispositif. Effectivement, l'accumulation des charges dans les pièges peut provoquer un écrantage du champ électrique et donc diminuer la tension de résonance au cours de la descente. En revanche, le piégeage ne peut pas entraîner la disparition de la RDN. **Si l'électron voit l'état résonnant du puits dans la montée (0/+V), il devrait le voir dans la descente (+V/0).** En outre, le niveau de courant très bas est une claire indication que le transport n'est pas cohérent et qu'un régime diffusif domine le transport. La question qui en découle, s'agit-il vraiment du transport tunnel résonnant?

Rôle des défauts

Dans ces conditions, pour trancher sur l'origine des RDNs, une étude du transport en fonction de la température est indispensable. Tout en gardant la même procédure de mesures, l'échantillon a été refroidi progressivement jusqu'à 77 K. La figure 2.12 montre les caractéristiques J(V) pour différentes températures. L'effet du refroidissement se manifeste par une dégradation du rapport P/V et une diminution de l'hystérésis. A 100 K, les

courbes $J(V)$ deviennent lisses et l'hystérésis disparaît complètement. Ces observations confirment que les effets quantiques ne sont pas à l'origine des RDNs vu que ces effets ont tendance à dominer et non pas à s'atténuer à basse température [Cap86]. Il s'avère aussi que le même mécanisme, qui est probablement le piégeage/dépiégeage des défauts, est à l'origine des RDNs et de l'hystérésis.

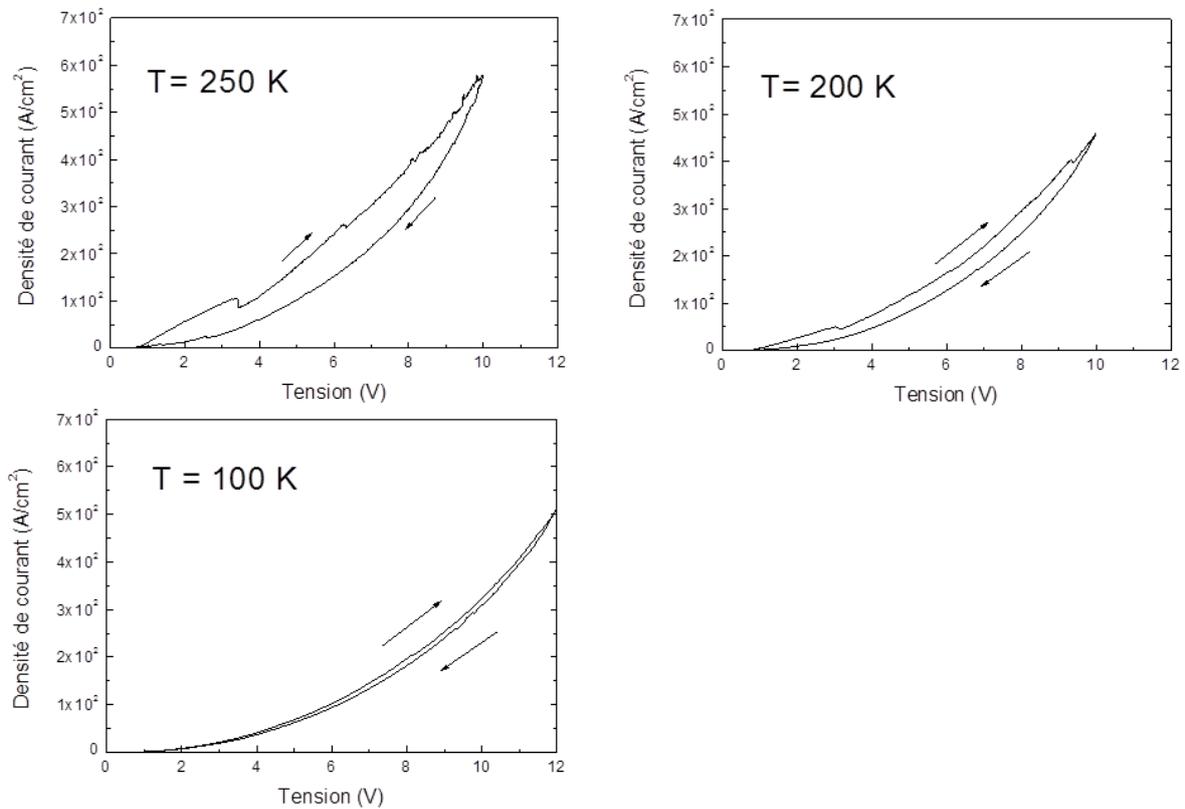


Figure 2.12 Caractéristiques $J(V)$ pour différentes températures. La RDN et l'hystérésis de courant disparaissent complètement à 100 K.

Pour exploiter cette hypothèse, de nouvelles mesures ont été réalisées. Les premières mesures consistent à regarder l'évolution des caractéristiques $J(V)$ en faisant varier le temps d'acquisition. Ces mesures (fig 2.13) montrent que les courbes $J-V$ dépendent fortement du temps d'acquisition. En particulier, une diminution progressive du niveau de courant en augmentant le temps d'acquisition est observée. Ces effets sont des signatures des mécanismes de piégeage dans les défauts activés thermiquement.

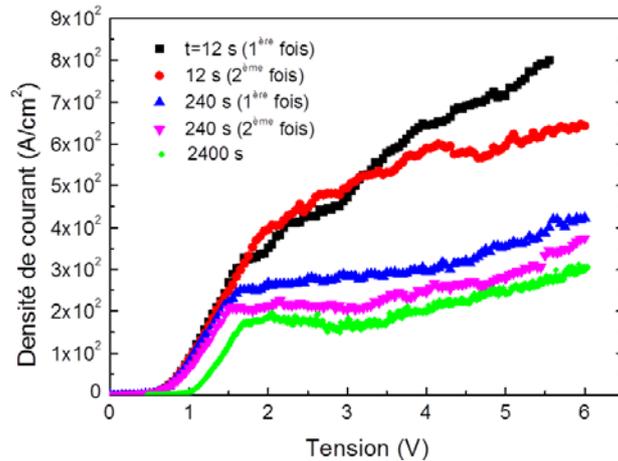


Figure 2.13 Courbes J(V) avec des temps d'acquisitions différents. Le niveau de courant diminue quand on augmente le temps d'acquisition.

La deuxième série de mesures est la variation temporelle du courant pour des marches de tension appliquées (pour $t < 0$, $V = 0$ et pour $t > 0$, $V = 1, 3$ et 5 V). La figure 2.14 montre des transitoires de courant rapides (de quelques secondes) suivis de transitoires lents qui disparaissent complètement à basse température. Ces observations peuvent aussi être interprétées par l'accumulation de charges dans les défauts dont l'effet disparaît à basse température. A 100 K, les défauts sont gelés et ne contribuent plus au transport.

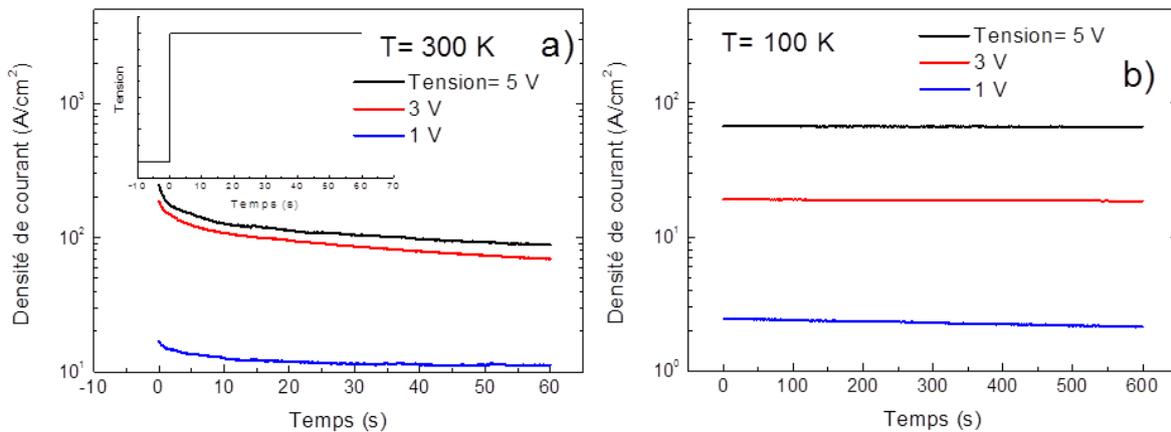


Figure 2.14 Caractéristiques $I(t)$: à 300 K montrant des transitoires de courant et b) à 100 K où les transitoires de courant disparaissent.

Origine de la RDN

Basé sur ces données expérimentales, j'ai interprété les RDNs et l'hystérésis comme étant une conséquence directe du piégeage/dépiégeage des porteurs par les défauts. En balayant la tension à partir de 0 V, les électrons commencent à s'accumuler dans les défauts localisés dans la région active. Cette accumulation de charge crée une région de très haute résistance à cause de la répulsion coulombienne électron-électron. Cet effet commence à se ressentir davantage à partir d'une certaine tension seuil. En reprenant les courbes $I(t)$ à 300 K de la figure

2.14, on retrouve que la variation du courant $\frac{I(t \rightarrow \infty) - I(t=0)}{I(t=0)}$ subit un saut de ~ 0.34 jusqu'à ~ 0.65 à partir de

3 V. L'accumulation de charges devient alors très importante à partir de 3 V ce qui va augmenter la résistance de

la région active donnant lieu à une RDN. De plus, le résiduel des charges accumulées dans les défauts entraîne une résistance plus élevée pendant la descente ce qui explique la diminution du niveau de courant pendant le retour à 0 V. Les temps de piégeage/dépiégeage sont rapides, de l'ordre de quelques secondes, probablement lié au dépiégeage par effet Poole-Frenkel ^[Fre38] vu que le courant suit la même caractéristique d'une mesure à une autre. En diminuant la température, la contribution des défauts au transport ne se ressent plus et les effets d'hystérésis et de la RDN disparaissent complètement.

2.5 Transport à travers des multi-puits

2.5.1 Introduction

Historiquement, les structures à multi-puits quantiques (MPQs) ont été conçues pour observer des RDNs. Comme les DTRs, c'est toujours les phénomènes de cohérence, mais cette fois liés au couplage entre les sous-bandes des différents puits, qui peuvent expliquer l'apparition des RDNs. Cependant, la répétition des multi-puits apporte une certaine complexité pour identifier l'origine de ces couplages au niveau de la structure.

La compréhension du transport et en particulier le contrôle de l'injection électrique est un outil important vers la réalisation des lasers à cascade quantique. Je me suis alors intéressé à l'étude des structures à courte période qui sont des prototypes pour des émetteurs dans le proche infrarouge.

2.5.2 Structure étudiée

Dans ce paragraphe, je présente une structure composée de 7 répétitions AlN (2 nm) / GaN (1.3 nm) prises en sandwich entre deux couches de contact en Al_{0.35}Ga_{0.65}N dopés Si à 1x10¹⁹ cm⁻³. La couche tampon consiste d'une couche épaisse de GaN sur un substrat saphir. Cet échantillon, E1497, a été épitaxié par PA-MBE dans l'équipe d'Eva Monroy.

Le profil de la BC avec le carré des fonctions envelope est tracé dans la figure 2.15. Le niveau de Fermi correspond à 0 eV et donc seul le premier puits suivant l'axe de croissance ayant le niveau fondamental sous le niveau de Fermi est peuplé d'électrons.

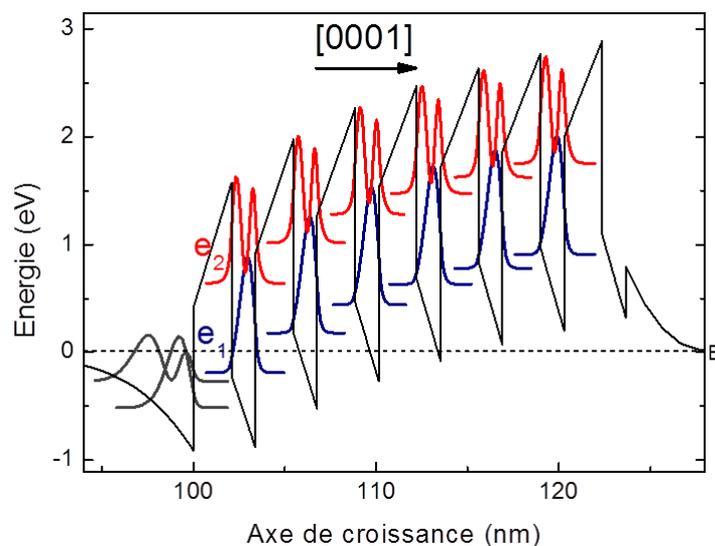


Figure 2.15 Profil de la BC de la structure E1497 à 0 V.

La spectroscopie de transmission de la lumière blanche à travers l'échantillon en utilisant un spectromètre à transformée de Fourier montre un pic d'absorption à $1.6 \mu\text{m}$ (790 meV) polarisé TM .¹ Ce pic correspond à l'absorption d'un puits de 5 MC d'épaisseur en accord avec la valeur nominale. La largeur relative du pic d'absorption $\delta E/E = 5\%$ est relativement faible. Ceci est essentiellement dû au fait qu'un seul puits (le puits « 1 ») contribue à l'absorption et donc l'effet des fluctuations des épaisseurs d'un puits à l'autre est absent.

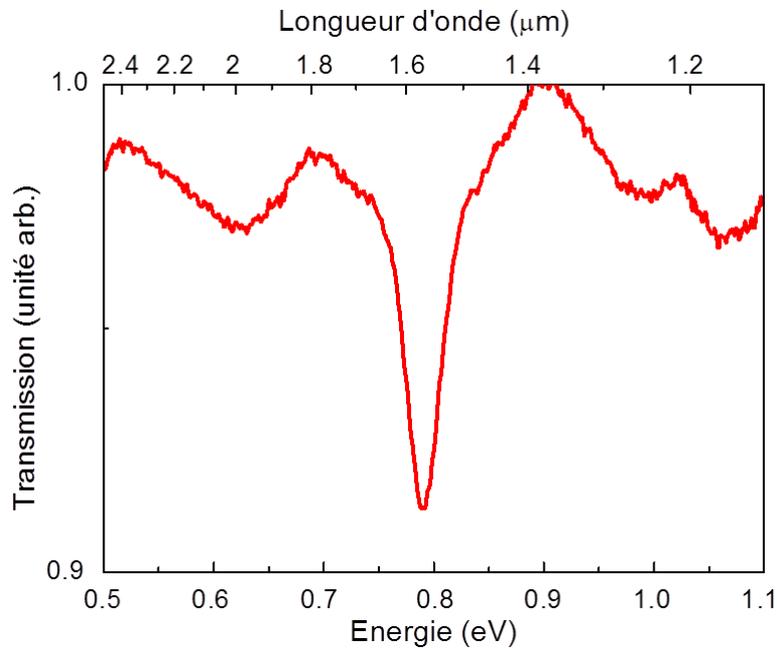


Figure 2.16 Spectre de transmission de la lumière polarisée TM à travers l'échantillon E1497.

2.5.3 Etude expérimentale du transport à travers des multi-puits

La fabrication technologique et la procédure des mesures électriques étant décrites dans les paragraphes précédents, je vais directement me focaliser sur les résultats obtenus. Les caractéristiques $J(V)$ de cette structure sont présentées dans la figure 2.17. A 300 K , ces courbes montrent un comportement de type diode : le courant augmente pour la polarisation directe alors qu'il est très faible en polarisation inverse. Ceci est dû à la barrière Schottky entre la couche de métal et la couche d' $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{N}$ supérieure (le contact inférieur est Ohmique, il est recuit à 800°C pendant 1 min). Entre 2 et 8 V, on remarque un comportement quasi-linéaire de la courbe $J-V$. A partir de 8 V, on observe une série de RDNs avec des rapports P/V faibles (légèrement supérieurs à 1). Plus précisément, les tensions correspondant aux pics de courant sont : 8.1, 9.5, 10.0, 10.6 et 11.7 V. La densité de courant maximale de ces pics est de $\sim 4.5 \text{ mA/cm}^2$. Ces oscillations sont parfaitement reproductibles d'une acquisition à l'autre ainsi que pour un balayage de tension en montée ($0/+V$) et en descente ($+V/0$). Aucun hystérésis n'a été observé.

¹ Les études de spectroscopie seront détaillées dans le chapitre 3 dans la partie traitant de la caractérisation optique des $QCDs$.

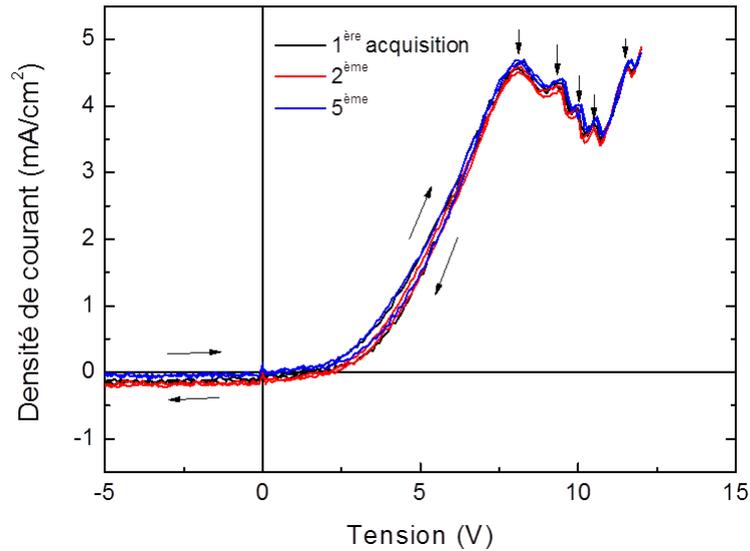


Figure 2.17 Caractéristiques $J(V)$ à 300 K montrant une succession de RDNs.

J'ai aussi suivi l'évolution du courant dans le temps pour une marche de tension appliquée. La figure 2.18 montre que le courant est stable au cours du temps pour différentes tensions appliquées. On voit clairement que le comportement électrique est complètement différent de celui observé dans les DTRs.

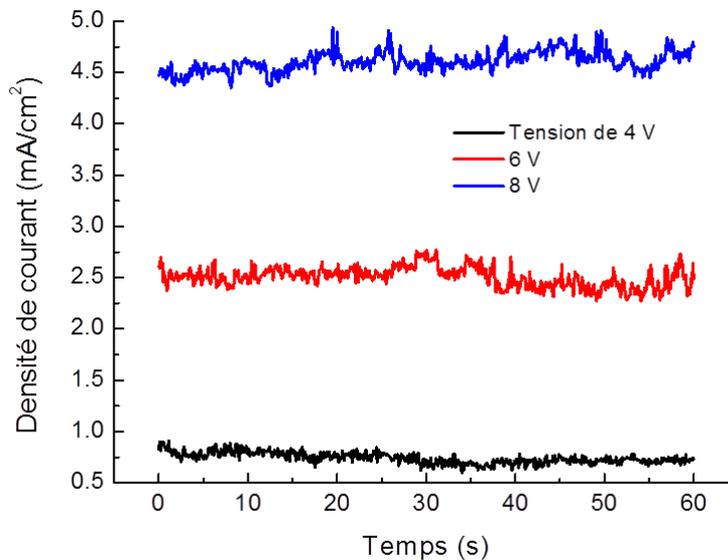


Figure 2.18 Caractéristiques $I(t)$ pour différentes tensions appliquées. Le courant est stable au cours du temps.

2.5.4 Origine de la RDN : Formalisme de Kazarinov et Suris

Pour une meilleure compréhension de l'origine des RDNs observées, j'ai procédé à une modélisation du transport. Le calcul du courant à travers un potentiel périodique (superréseau) a été développé par Kazarinov et Suris ^[Kaz72]. Dans leur formalisme, ces deux auteurs ont considéré, contrairement à Esaki et Tsu, un système faiblement couplé. L'expression de la densité de courant est donnée par :

$$J = \frac{eN}{2} \frac{4\Omega^2\tau_\phi}{1 + \left(\frac{E_{21}}{\hbar}\right)^2 \tau_\phi^2 + 4\Omega^2\tau\tau_\phi}, \quad (2.16)$$

où N est la densité électronique surfacique du puits injecteur, Ω la fréquence de couplage entre e_1 et e'_2 (e'_2 étant le niveau excité du puits adjacent), E_{21} la différence énergétique entre ces deux états, τ le temps de relaxation de e'_2 vers e'_1 et τ_ϕ le temps de perte de phase.

Cette expression de la densité de courant ne prend pas en compte les effets liés à la population électronique. En introduisant la distribution électronique des deux puits, on obtient:

$$J = e \frac{m}{\pi\hbar^2} k_B T \left[\ln\left(1 + \exp\frac{E_{F,1} - E_1}{k_B T}\right) - \ln\left(1 + \exp\frac{E_{F,2} - E'_2}{k_B T}\right) \right] \frac{4\Omega^2\tau_\phi}{1 + \left(\frac{E_{21}}{\hbar}\right)^2 \tau_\phi^2 + 4\Omega^2\tau\tau_\phi}, \quad (2.17)$$

où $m/\pi\hbar^2$ est la densité d'états, $k_B T$ l'énergie thermique et $E_{F,i}$ le quasi-niveau de Fermi dans le puits « i ».

Quand $\Omega^2 \gg 1/\tau\tau_\phi$, les électrons sont cohérents, le transport se fait par effet tunnel résonnant. Dans le cas opposé, $\Omega^2 \ll 1/\tau\tau_\phi$, les électrons se déplacent par collisions, le transport est diffusif. En pratique, si les temps caractéristiques des collisions sont plus courts que la durée de vie de l'état mixte des puits couplés, la cohérence est perdue. Cette expression traduit un courant local et ne permet pas de décrire le courant total à travers une structure.

Revenons maintenant à notre structure et regardons de plus près l'évolution du diagramme de bande pour les différentes tensions appliquées. Je rappelle que la tension est appliquée au niveau du contact supérieur, le courant circule alors de gauche à droite. Entre 0 et 1 V, aucun état n'est accessible pour les électrons incidents et la structure est bloquante. A partir de 1 V, la courbure de bande est compensée par le champ électrique appliqué et un courant d'électrons commence à circuler dans la structure. A partir de 1.6 V, des alignements commencent à apparaître entre les niveaux fondamentaux des puits adjacents (fig 2.19a). Par contre, aucun couplage n'est observé entre les fonctions enveloppe à cause de la présence des barrières de potentiel élevées qui s'étalent sur 2 nm et localisent les fonctions d'onde. Vers 5.5 V, d'autres alignements apparaissent, mais cette fois entre des niveaux excité et fondamental de deux puits deuxièmes proches voisins (fig 2.19b). Encore une fois, le couplage entre ces états reste très faible et les fonctions enveloppe sont toujours localisées. Dans ces conditions de couplage faible, les électrons se déplacent par collisions inélastiques. Le transport est complètement diffusif et le courant suit alors la loi d'Ohm.

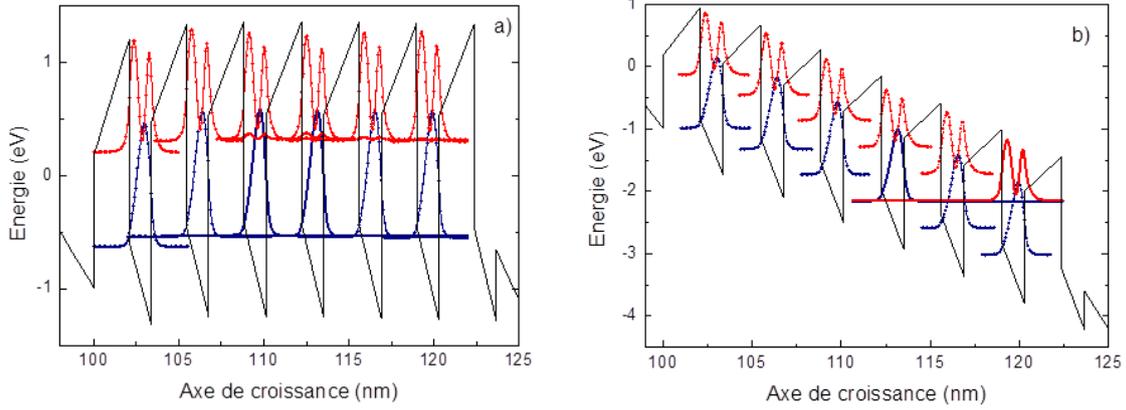


Figure 2.19 Profil de la BC sous polarisation : a) montrant un alignement entre niveaux fondamentaux et b) montrant un alignement entre un niveau excité et un niveau fondamental de deux puits non adjacents. Les deux cas ne se traduisent pas par un couplage fort à cause de la localisation des fonctions enveloppe par les barrières de potentiel élevées.

A partir de 7 V, la situation change. Les alignements entre les niveaux excité et fondamental de deux puits adjacents entraînent des couplages forts entre ces états (fig 2.20). Ce couplage est observé progressivement pour les différentes paires de puits de la structure. Ceci est essentiellement dû aux différences entre les écarts énergétiques $e_1-e'_2$ des puits plus proches voisins à 0 V.

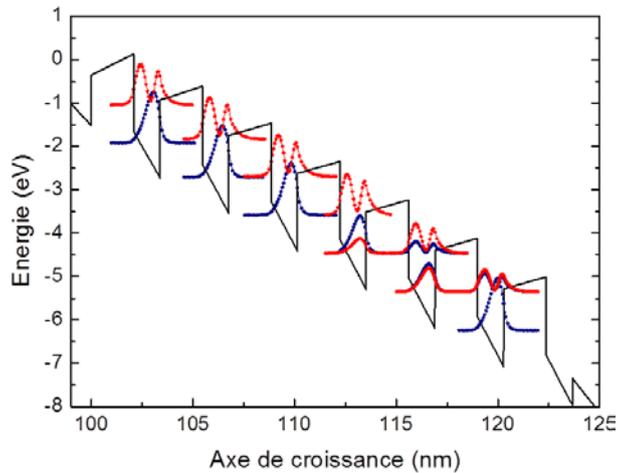


Figure 2.20 Profil de la BC à 7.1 V, montrant un couplage fort entre les états fondamental et excité de deux puits voisins.

Plus précisément, les alignements entre les puits « n » et « n+1 » se produisent aux tensions de résonance U_{n-n+1} suivantes : $U_{5-6} = 7.1$ V, $U_{4-5} = 7.2$ V, $U_{3-4} = 7.8$ V, $U_{2-3} = 8.5$ V et $U_{1-2} = 9.7$ V. Les fréquences de couplage, Ω_{n-n+1} calculées à partir du profil de bande sont : $\Omega_{5-6} = 1.45 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\Omega_{4-5} = 1.46 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\Omega_{3-4} = 1.46 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\Omega_{2-3} = 1.44 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ et $\Omega_{1-2} = 1.46 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Dans cette plage de tension, la hauteur de la barrière du puits collecteur devient faible. Les électrons peuvent alors soit échapper vers le continuum soit relaxer vers e'_1 . Le temps d'échappement est très sensible à la hauteur de la barrière, je l'ai estimé à partir du principe d'incertitude de Heisenberg. La probabilité de transmission est calculée par la méthode décrite dans le sous-paragraphe 2.3.1. Le temps d'échappement trouvé est $\tau \approx 0.03 \text{ ps}$. La relaxation vers la sous-bande e'_1 est

dominée par l'émission du phonon LO. Le temps de relaxation de la population, calculé à partir de l'Hamiltonien de Fröhlich est $\sim 0.1 \text{ ps}$. A partir de ces calculs et basé sur les caractéristiques J-V mesurés, il est très probable que les électrons après le passage par effet tunnel résonnant dans le puits adjacent, s'échappent dans le continuum. La densité de courant total sera alors donnée par la somme de courant locaux (J_{12} , J_{23} , J_{34} , J_{45} et J_{56}). Le temps de décohérence est limité par les interactions au sein de la même sous-bande qui sont ~ 10 fois plus courts que les interactions ISB. Les temps d'interaction intra-sous-bande de type électron-électron sont les plus rapides et varient entre 0.01 et 0.04 ps en fonction de la densité électronique ^[Suz98]. Dans mon calcul, ce temps sera fixé à 0.015 ps.

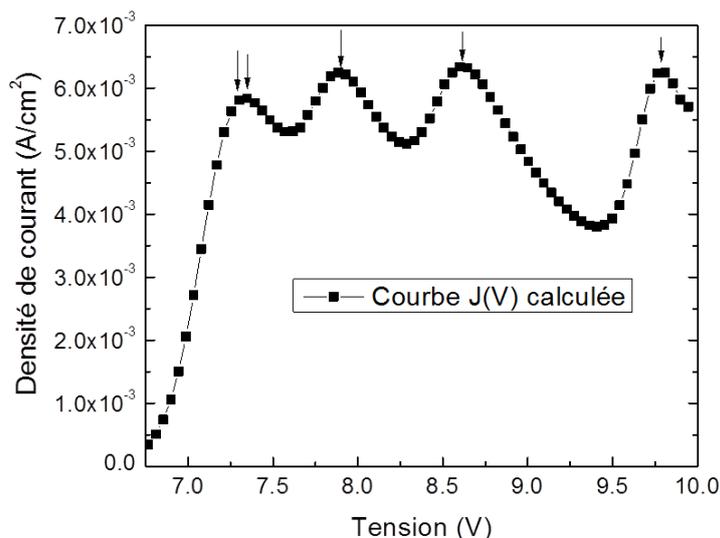


Figure 2.21 Caractéristiques J(V) calculées à 300 K.

Les caractéristiques J-V calculées sont représentées dans la figure 2.21. Les deux premières RDNs apparaissent à des tensions très proches, par conséquent elles ne peuvent pas être résolues. La courbe J-V calculée est en bon accord qualitatif avec les mesures. Le faible écart entre les tensions de résonance trouvées par le calcul et mesurées peut être dû aux fluctuations des épaisseurs de couches qui décalent la position des résonances. Ainsi les deux premières résonances qui sont confondues dans la courbe théorique se trouvent écartées dans la courbe mesurée.

Ces observations expérimentales constituent une première démonstration du transport tunnel résonnant dans les couches 2D à base de nitrides.

2.6 Conclusion

Pour conclure ce deuxième chapitre, je rappelle succinctement les résultats obtenus. Les calculs de transport que j'ai menés ont permis d'expliquer les effets du champ électrique interne et de la discontinuité de la bande de conduction sur les résonances de courant en se basant sur des lois de la mécanique quantique. D'une part, dans les DTRs standards de type Al(Ga)N / GaN / Al(Ga)N, seul le balayage positif en tension permet l'observation d'une RDN. D'autre part, l'augmentation du confinement améliore le rapport P/V. De plus, j'ai proposé une structure qui montre un comportement symétrique de la RDN en tension négative. En revanche, les mesures électriques que j'ai réalisées sur les DTRs ont démontré que les défauts peuvent aussi être à l'origine des RDNs

et des hystérésis de courant. Enfin, et pour la première fois dans les hétérostructures nitrures, j'ai mis en évidence l'observation du transport tunnel résonnant dans une structure à multi-puits quantiques.

Chapitre -3- Détecteurs à cascade quantique à base de GaN

3.1 Introduction sur les QCDs	55
3.1.1 Principe de fonctionnement	55
3.1.2 Le modèle de transport	58
3.2 Les QCDs à base de GaN	61
3.3 QCD aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique	62
3.3.1 Structure et caractérisation structurale	62
3.3.2 Spectroscopie par transmission et de photocourant.....	65
3.3.3 Vitesse du QCD	69
3.3.4 Dispositifs ultrarapides pour l'optique intégrée à 1.3-1.55 μm	73
3.4 Variantes des QCDs GaN.....	78
3.4.1 QCD à deux couleurs	78
3.4.2 QCD avec un extracteur alliage	83
3.4.3 QCDs dans le MIR.....	86
3.5 Conclusion.....	90

Publications associées à ce chapitre :

- S. Sakr *et al.* “*Ultrafast GaN based quantum cascade detector at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$* ”, (en cours de préparation)
- S. Sakr, E. Giraud, M. Tchernycheva, N. Grandjean, and F. H. Julien. “*A simplified GaN/AlGaIn quantum cascade detector with an alloy extractor*”, soumis à Applied Physics Letters.
- S. Sakr, E. Giraud, A. Dussaigne, M. Tchernycheva, N. Grandjean, and F. H. Julien, “*Two-color GaN/AlGaIn quantum cascade detector at short infrared wavelengths of 1 and 1.7 μm* ”, Applied Physics Letters **100**, 181103 (2012).
- A. Vardi, S. Sakr, J. Mangeney, P. Kandaswamy, E. Monroy, M. Tchernycheva, S. E. Schacham, F.H. Julien, and G. Bahir. “*Femto-second electron transit time characterization in GaN/AlGaIn quantum cascade detector at 1.5 micron*”, Applied Physics Letters **99**, 202111 (2011).
- S. Sakr, Y. Kutsar, S. Haddadi, M. Tchernycheva, L. Vivien, E. Sarigiannidou, N. Isac, E. Monroy, and F.H. Julien. “*GaN-based quantum cascade photodetector with 1.5 microns peak detection wavelength*”, Electronics Letters **46**, 1685 (2010).

L'infrarouge (IR) couvre une large gamme du spectre électromagnétique situé entre les microondes et le visible. La détection de la lumière IR trouve diverses applications en fonction des différentes longueurs d'onde. On peut dessiner trois grandes voies d'application : astronomique, militaire et écologique. Pour répondre à ces applications, le détecteur IR à puits quantiques ou *QWIP* (*Quantum Well Infrared Photodetector*) a été fabriqué (fig 3.1a). Dans ce type de détecteur, la longueur d'onde détectée est régie par la transition ISB dans les puits actifs. La longueur d'onde de détection peut être accordée en faisant varier les épaisseurs des puits. Ces détecteurs couvrent la gamme spectrale du *NIR* (*Near Infrared*)^{[Hof03], [Lun03]} jusqu'au THz^[Gar04]. En revanche, une des limitations des *QWIPs* est leur fonctionnement sous l'application d'une polarisation, ce qui engendre un courant d'obscurité important, d'où l'importance de détecteurs fonctionnant en mode photovoltaïque. Dans ce type de détecteurs, la détection repose sur le transfert de charges sous illumination à tension nulle. Plusieurs systèmes photovoltaïques ont été développés. Le premier détecteur photovoltaïque est le puits à marche (système à deux niveaux) (fig 3.1b)^{[Ros89], [Mar92]}. Sous l'effet de l'illumination, les électrons sont excités vers le deuxième niveau et une séparation de charges apparaît grâce à la délocalisation de la fonction d'onde à haute énergie. Le temps de retour vers le niveau fondamental est très court, ce qui limite le photocourant. Une deuxième variante est le double puits (système à trois niveaux) (fig 3.1c)^{[Ros90], [Mar92]}. Dans ce détecteur, l'idée est d'isoler le mieux possible les fonctions d'onde afin d'augmenter le temps de retour au niveau fondamental. Malgré le bon dipôle électrique créé, l'efficacité de transfert d'électrons reste limitée. Ces structures souffrent alors d'un photocourant faible puisque les puits sont isolés. Les détecteurs à cascade quantique ou *QCDs* (*Quantum cascade detectors*) offrent des solutions à ces limitations : ils fonctionnent à 0 V et assurent un transfert de charges très efficace^[Ber01].

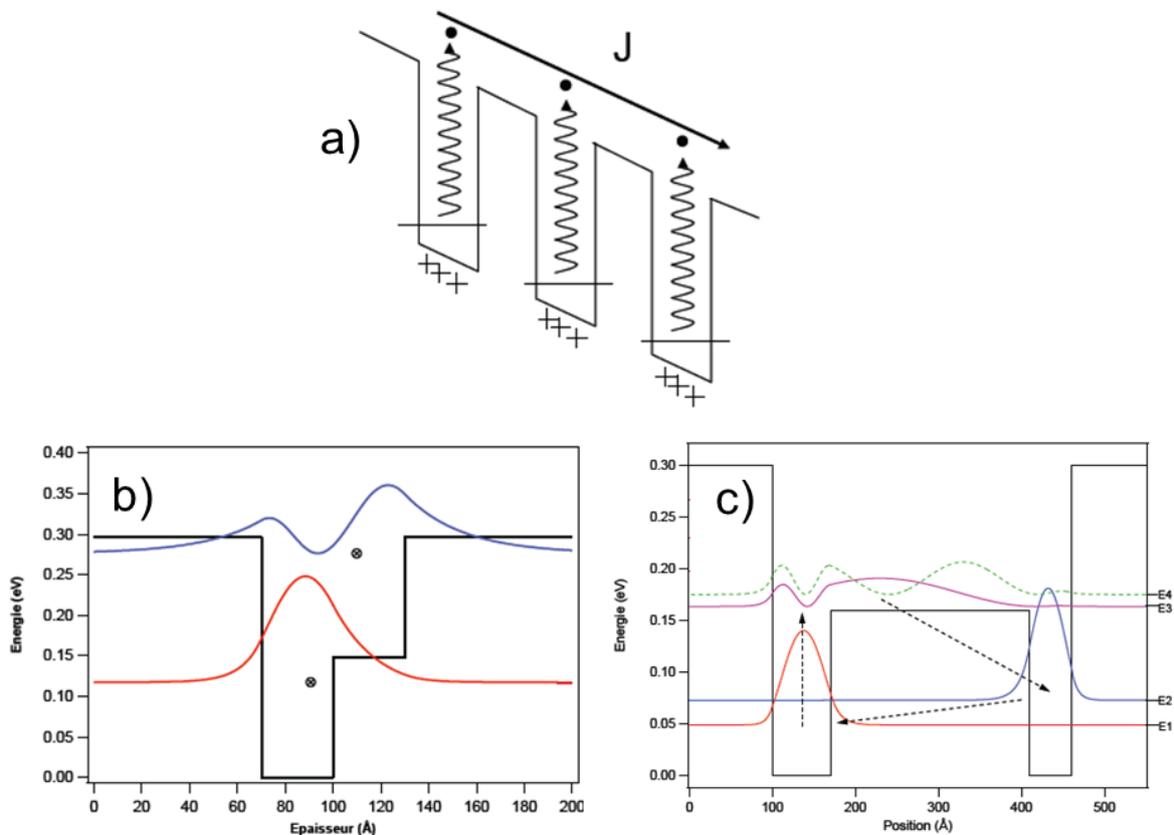


Figure 3.1 Diagramme de la BC des différents détecteurs fonctionnant en mode photoconducteur et photovoltaïque : a) le *QWIP*, b) le puits à marche et c) le double puits.

Ce chapitre est dédié à l'étude des QCDs fonctionnant dans une gamme spectrale nouvelle pour les QCDs (1-2 μm). Le développement des QCDs rapides entre 1.3 et 1.55 μm et fonctionnant à la température ambiante est d'une grande utilité pour les réseaux de télécommunication optique par fibre optique ou en espace libre, ainsi que pour la caractérisation des sources lasers. Les QCDs à 2 μm sont des candidats très intéressants pour des applications très rapides telles le LIDAR (*Light Detection and Ranging*) en raison de la disponibilité de sources lasers à fibre très performantes. Le MCT (*Mercury-Cadmium-Telluride*) n'est pas assez rapide pour cette application.

3.1 Introduction sur les QCDs

3.1.1 Principe de fonctionnement

Le concept d'un QCD a été défini en 2001 par Vincent Berger ^[Ber01]. Un an plus tard, le premier QCD dans le système GaAs/AlAs a été démontré ^[Hof02]. Depuis, beaucoup d'études fondamentales et expérimentales ont été menées pour exploiter ce nouveau type de détecteur ^{[Gen04], [Koe06], [Gom08], [Buf10]}. En 2008, l'extrapolation des travaux vers les semiconducteurs III-N a mené à la réalisation du premier QCD à base de GaN ^[Var08]. Le principe de fonctionnement de ce détecteur est simple. Une période d'un QCD est divisée en deux parties (voir fig 3.2): le puits actif (présentant au moins deux états énergétiques) et l'extracteur. Sous l'effet de l'illumination, les électrons localisés dans le puits actif absorbent un quantum d'énergie $h\nu$ ($h\nu = E_2 - E_1$ où E_1 et E_2 sont les énergies respectives des minimums des sous-bandes fondamentale et excitée) et sont excités dans la deuxième sous-bande, où ils pourront être transférés vers le puits actif adjacent à travers l'extracteur. Ce transfert est assuré par plusieurs interactions possibles. Dans le NIR, c'est l'émission des phonons LO qui est le processus d'extraction dominant tandis que dans le THz c'est la diffusion sur les rugosités d'interface qui domine le transport électronique ^[Lhu10]. Ce transfert de charges induit un dipôle électrique. Le dipôle macroscopique résulte en un photovoltage dans un circuit électrique ouvert ou un photocourant en circuit fermé.

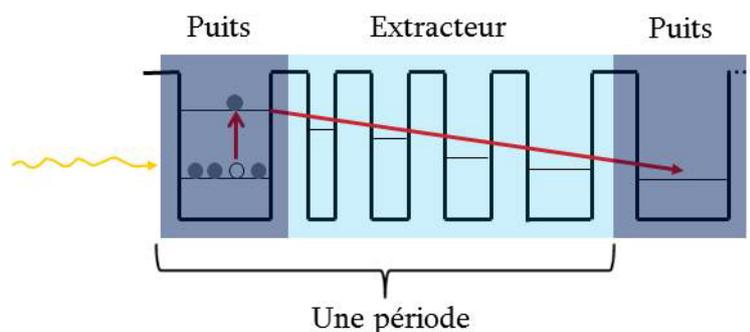


Figure 3.2 Illustration du principe de fonctionnement d'un QCD.

Réponse spectrale

Contrairement aux QWIPs, ce détecteur fonctionne sans polarisation, c'est un système photovoltaïque. Le diagramme énergétique à 0 V est conçu pour créer une cascade d'énergie. Par conséquent, le courant d'obscurité est négligeable. La réponse, $R(\lambda)$, d'un QCD est exprimée sous la forme suivante ^[Ros02] :

$$R(\lambda, T) = \frac{e}{hc/\lambda} \times \beta(T) \times \eta(T), \quad (3.1)$$

avec hc/λ l'énergie des photons incidents, η l'absorbance globale (qui augmente linéairement avec le nombre de périodes tant que l'absorption ISB dans la région active n'est pas saturée) et β l'efficacité quantique d'extraction (le nombre d'électrons collectés divisé par le nombre d'électrons photoexcités) ou le gain photoconducteur. Le gain de photoconductivité d'un détecteur, est donné par $\frac{p_e}{Np_c}$ [Bec93] où N est le nombre de périodes, p_e la probabilité d'extraction (ou d'échappement) et p_c la probabilité de capture de l'électron photoexcité de la période i à la période $i+1$. Ces mécanismes sont illustrés sur la figure 3.3. **La réponse ne dépend pas alors du nombre de périodes.** Elle est exprimée en A/W .

Un autre point important est à signaler. Dans les QWIPs, l'échappement par le continuum entraîne une valeur de p_c inférieure à l'unité. Les QCDs, quant à eux, présentent une probabilité de capture égale à 1 et donc un gain de photoconductivité limité. Enfin, La dépendance explicite en λ provient simplement de la définition de la puissance optique, $P = Nh\nu$. Pour une même puissance injectée, plus λ est grand, plus il y a de photons, et donc plus d'électrons sont photoexcités.

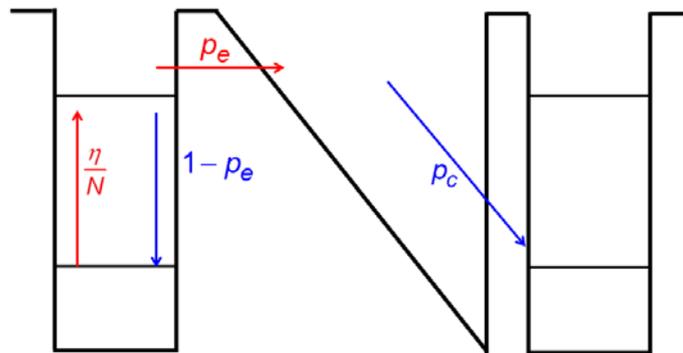


Figure 3.3 Illustration des mécanismes de transition dans le QCD.

Bruit et Détektivité

Le seul bruit dans un QCD est d'origine thermique, c'est le bruit Johnson [Joh28]. Il est exprimé par:

$$\text{Bruit} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R_0 A}}. \quad (3.2)$$

R_0 est la résistance à 0 V, et A la surface du photodétecteur. Ce bruit provient des canaux de conduction parasites qui viennent court-circuiter le trajet idéal des électrons.

La détection ne se limite pas alors au signal désiré mais contient aussi le signal de bruit généré. Détecter un signal revient à obtenir un rapport signal sur bruit S/B élevé :

$$S/B = \frac{i_s}{i_B}. \quad (3.3)$$

i_s est le produit de la réponse par la puissance incidente, et i_B est de la forme $i_B = \sqrt{2eAJ_d\Delta\nu}$ où J_d est la densité de courant de fond et $\Delta\nu$ est la bande passante du système de mesure. Le courant de fond est dû au fait que le détecteur détecte le flux du corps noir de la scène. Cette composante de bruit est donnée par :

$$J_d = eg \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) \frac{d\Phi_B}{d\lambda} d\lambda, \quad (3.4)$$

Où λ_1 et λ_2 définissent la bande spectrale de détection et $\frac{d\Phi_B}{d\lambda} d\lambda$ le flux de photons dans la gamme de longueur d'onde $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Afin de comparer les différentes filières technologiques de détecteurs, on introduit un facteur de performance, la détectivité. Elle est donnée par la relation suivante :

$$D^* = \frac{R}{\sqrt{2eJ_d}}. \quad (3.5)$$

Elle est exprimée en $cm\sqrt{Hz} / W$ ou *Jones*. A un QCD sont associées :

$$D_{Jones}^*(\lambda, T) = R \left(\frac{R_0 A}{4k_B T} \right)^{1/2},$$

$$D_{BLIP}^*(\lambda) = \frac{R}{\left(2e^2 g \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) \frac{d\Phi_B}{d\lambda} d\lambda \right)^{1/2}}. \quad (3.6)$$

La détectivité de Jones, D_{Jones}^* , augmente quand la température diminue. Contrairement à la réponse du QCD, la détectivité dépend du nombre de périodes. La résistance du dispositif augmente avec le nombre de périodes et donc, **pour une température donnée, la détectivité de Jones s'améliore avec le nombre de périodes**. D'autre part, la détectivité limitée par le bruit de scène, D_{BLIP}^* (*Background Limited Infrared Photodetector*), ne dépend pas de la température. La figure 3.4 illustre ces deux détectivités. L'intersection entre le bruit du détecteur et le bruit de scène est définie comme étant la température T_{BLIP} . Il est inutile de refroidir le détecteur en-dessous de cette température vu qu'il est dominé par le bruit de scène.

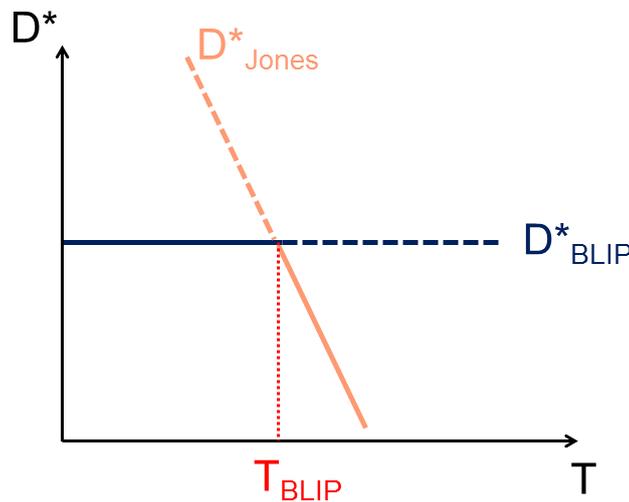


Figure 3.4 Schéma illustratif de la détectivité d'un QCD. La détectivité globale du détecteur est définie en trait continu.

3.1.2 Le modèle de transport

Contrairement aux structures étudiées dans le chapitre 2 où on pouvait parler de transport cohérent, le régime du transport dans les *QCDs NIR* est loin de l'être. Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, le *QCD* à courte longueur d'onde est un système à très faible couplage quantique entre les puits. La localisation des fonctions d'onde provient des paramètres intrinsèques des matériaux nitrures. Le premier facteur qui augmente la localisation des fonctions enveloppe est la discontinuité élevée du potentiel dans la BC. Le deuxième facteur est la masse effective élevée des électrons. Dans ce contexte, le transport est diffusif. Il est cependant possible d'observer des alignements de niveaux entre états de puits adjacents, mais pour des tensions appliquées très élevées et avec des fréquences de couplage très faibles comme le montre la figure 3.5. Des effets d'alignement de niveaux ont été observés à basse température dans des *QCDs* à base d'arséniure fonctionnant dans le moyen et le lointain infrarouge [Buf10a], [Buf10b], [Gio07b].

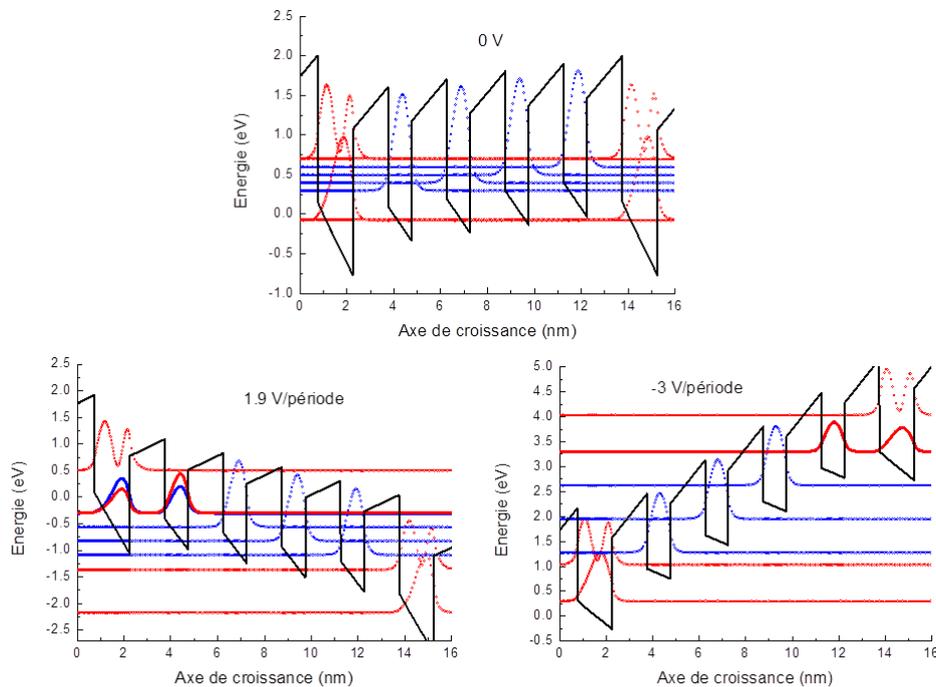


Figure 3.5 Diagramme de bande d'une période d'un QCD à base de GaN avec le puits actif adjacent à 0 V et sous polarisations. L'alignement entre les niveaux du puits réservoir et du puits adjacents montre une énergie de couplage faible. Les tensions d'alignement sont très élevées.

Afin de décrire le transport électronique il faut estimer les taux de transitions entre les différents états. Dans ce chapitre, on s'intéressera moins à la description des caractéristiques courant-tension globales des *QCDs*. Notre intérêt réside dans l'évaluation des performances des *QCDs*, notamment la détectivité. Je vais me focaliser sur l'étude du bruit thermique. Mon objectif sera alors la détermination de la résistance à 0 V de nos dispositifs et ceci à partir de certaines approximations justifiées par des calculs. Dans la suite, je résume les grandes lignes de ce raisonnement, les calculs seront détaillés pour chaque *QCD* indépendamment.

La résistance ne peut être déterminée qu'à partir d'une tension appliquée et d'un courant mesuré. Il est alors indispensable d'appliquer une tension à notre système. A l'intérieur de chaque période, les canaux de conduction se font à partir du puits actif (qui est le réservoir des électrons) vers l'extracteur. Il s'agit alors de canaux de conduction en parallèle. Les temps de diffusion de ces transitions varient entre les centaines de picosecondes jusqu'aux centaines de secondes. Il s'agit alors d'événements très peu probables. Je signale qu'après chaque

transition, la thermalisation à l'intérieur de chaque sous-bande est instantanée comparée aux transitions ISB. A l'intérieur de la cascade, les temps de transition varient entre la sub-picoseconde jusqu'aux dizaines de picosecondes grâce aux résonances avec les phonons LO. L'extracteur peut alors être considéré comme un court-circuit comme illustré dans la figure 3.6. Par conséquent, une cascade est caractérisée par un seul niveau de Fermi.

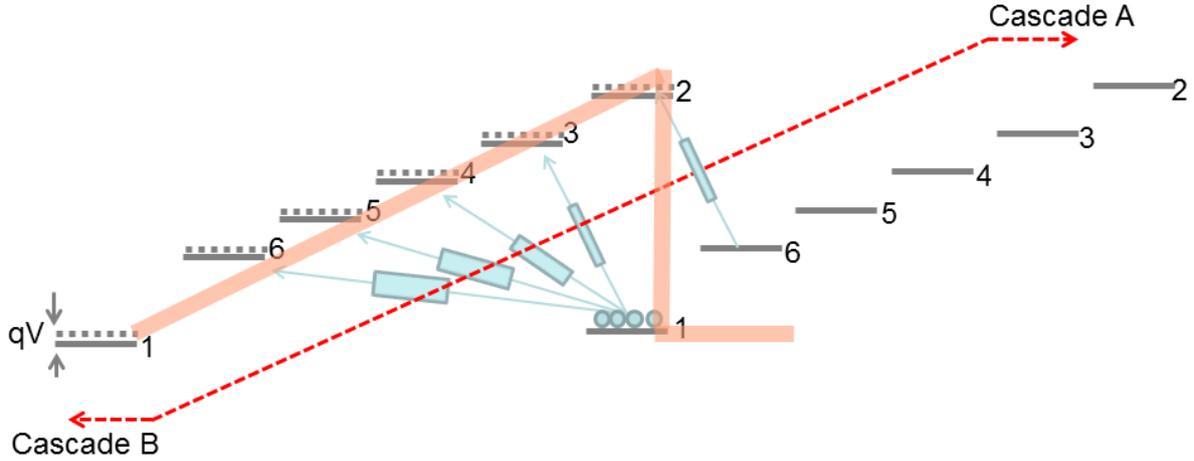


Figure 3.6 Illustration du transport à l'intérieur d'une période et entre deux périodes adjacentes.

Pour le calcul du courant, les effets liés aux contacts sont négligés. L'hétérostructure étant très épaisse, la résistivité provient essentiellement de la région active. D'un autre côté, le couplage étant très faible, on peut se restreindre aux taux de transition entre deux cascades voisines pour le calcul du courant. La densité de courant total est donnée par l'expression:

$$J = J_{A \rightarrow B} - J_{B \rightarrow A} = e \sum_{i \in A, j \in B} (G_{ij} - G_{ji}) = e \sum_{i \in A, j \in B} (G_{ij}^e + G_{ij}^a - G_{ji}^e - G_{ji}^a). \quad (3.7)$$

A et B désignent deux cascades consécutives. G_{ij}^e et G_{ij}^a sont les conductances dues aux diffusions par émission et absorption d'un phonon LO respectivement. Elles sont exprimées par:

$$G_{ij}^{e,a}(V) = \int_{E_j + \hbar\omega_{LO}, E_j - \hbar\omega_{LO}}^{+\infty} \frac{1}{\tau_{ij}^{e,a}} f_A(E) [1 - f_B(E)] \times D(E) dE, \quad (3.8)$$

où f_A et f_B sont les distributions de Fermi-Dirac des niveaux appartenant aux cascades A et B respectivement. τ_{ij}^e et τ_{ij}^a sont les temps de diffusion par émission et par absorption d'un phonon LO respectivement. $D(E)$ est la densité d'états. E_j est le minimum de la sous-bande j . Dans l'équation 3.8, j'ai supposé que i) la sous-bande j est plus haut énergétiquement que la sous-bande i et ii) que l'écart entre ces deux sous-bandes est supérieur à l'énergie d'un phonon LO, comme illustré dans la figure 3.7. D'autre part, on a $\frac{1}{\tau_{ij}^e(E)} = \frac{1}{\tau_{ji}^a(E - \hbar\omega_{LO})}$ et

$\frac{1}{\tau_{ji}^a(E)} = \frac{1}{\tau_{ij}^e(E + \hbar\omega_{LO})}$. Ces temps de diffusion (d'émission et d'absorption d'un phonon LO) sont définis dans le chapitre 1 en appliquant la règle d'or de Fermi.

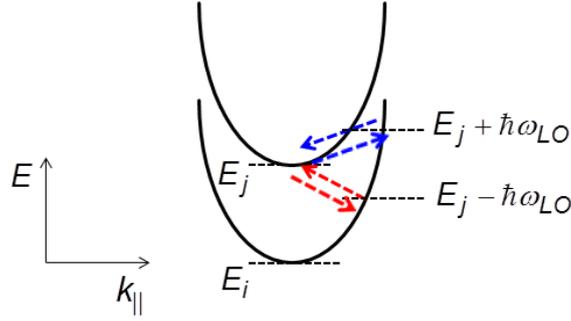


Figure 3.7 Illustration des mécanismes d'émission et d'absorption d'un phonon LO pour diffuser de la sous-bande j à la sous-bande i et vice-versa.

Koeniguer *et al.* ont démontré que l'expression (3.8) s'écrit sous la forme suivante ^[Koe06]:

$$J = e \sum_{i \in A, j \in B} \left(G_{ij}^e(V=0) + G_{ij}^a(V=0) \right) \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \equiv e \sum_{i \in A, j \in B} G_{ij} \frac{eV}{k_B T}. \quad (3.9)$$

Cette expression est similaire à la caractéristique courant-tension d'une diode. Cette similarité n'est pas surprenante vu le diagramme de la BC d'un QCD (voir fig 3.6). Ce modèle, appelé le modèle de la cascade thermalisée, a été appliqué pour le calcul de la résistance à 0 V dans une structure QCD GaAs/Al_{0.34}Ga_{0.66}As à 8 μm ^[Koe06]. Un très bon accord entre les simulations et les mesures a été observé sur une plage de température allant de 77 K jusqu'à 250 K. Pour des températures inférieures à 77 K, le transport tunnel résonnant peut dominer ^[Buf10a]. A haute température, les conductances intercascades deviennent importantes (à cause de l'occupation électronique des niveaux proches du quasi-niveau de Fermi), et donc les conductances intracascade et intercascades deviennent du même ordre de grandeur. Ces deux cas de figure ne se présentent pas dans les QCDs NIR à base de GaN. D'une part, les conductances intercascades restent limitées à température ambiante à cause de l'écart important entre les niveaux de l'extracteur et le quasi-niveau de Fermi. D'autre part, comme mentionné précédemment dans ce paragraphe, ces structures ne sont pas favorables pour le transport tunnel résonnant.

Il est important de signaler qu'en suivant ce modèle, on se retrouve avec le puits actif ayant deux quasi-niveaux de Fermi. Cependant, un puits doit être caractérisé par un seul quasi-niveau de Fermi. Ce défaut provient du fait que les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ du puits actif appartiennent à deux cascades différentes. Pour remédier à ce problème, j'ai exclu la transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ dans l'expression finale de la densité de courant. A partir de l'équation (3.9), on peut déduire une résistance intercascade:

$$R_{inter} A = \frac{k_B T}{e^2 \sum_{i \in A, j \in B} G_{ij}}. \quad (3.10)$$

La dépendance en température de $R_{inter} A$ se manifeste essentiellement à travers l'énergie thermique qui intervient aussi dans l'occupation électronique.

3.2 Les QCDs à base de GaN

Accordabilité de la longueur d'onde

Grâce à la grande discontinuité de potentiel dans la BC dans les matériaux nitrures, les QCDs à base de GaN peuvent fonctionner dans le NIR (1–2.5 μm). Le seul système qui permet d'atteindre des longueurs d'onde proches de 2 μm est l'InGaAs et ses alliages ^[Gio07a]. Cependant, la gamme spectrale entre 1 et 2 μm reste inaccessible à tous les semiconducteurs III-V traditionnels.

Extracteur périodique

Dans les QCDs à base d'arséniure, l'extraction se fait à l'aide d'une cascade d'énergie en faisant varier les épaisseurs des puits et des barrières. La cascade d'énergie dans les QCDs à base de GaN se fait naturellement en jouant sur la discontinuité de polarisation et sur la courbure de bande qui en résulte. Considérons un extracteur non dopé afin d'éliminer les effets d'écrantage du champ (seul le puits actif est dopé, par ailleurs le champ est linéaire). En prenant des conditions aux bords périodiques, le champ interne dans une couche j est égal à ^[Ber00]:

$$\bar{F}_j = \frac{\sum_{k \neq j} (\bar{P}_k - \bar{P}_j) \frac{l_k}{\varepsilon_k}}{\varepsilon_j \sum_{k \neq j} \frac{l_k}{\varepsilon_k}}. \quad (3.11)$$

\bar{P}_k , l_k et ε_k sont respectivement la polarisation, l'épaisseur et la constante diélectrique dans la couche k . La valeur du champ dépend de la discontinuité de la polarisation aux interfaces entre les différentes couches ainsi que des épaisseurs de ces couches. Pour une même composition et une même épaisseur des puits dans l'extracteur, le champ reste invariant d'un puits à l'autre. Dans le cas contraire, c'est-à-dire en changeant les épaisseurs et/ou les compositions des puits et barrières à l'intérieur de l'extracteur, le champ interne change. Pour illustrer ce point, considérons la distribution spatiale du champ d'une période d'un QCD qui respecte cette condition d'invariance (fig 3.8a).

Le champ dans les puits et les barrières de l'extracteur étant constant et de signe opposé, le champ résultant moyen sur l'extracteur est alors égal à $\bar{F}_{local} = \bar{F}_b + \bar{F}_p$. Si on note par l_b l'épaisseur d'une barrière dans l'extracteur, l'écart énergétique entre les états propres de deux puits adjacents est égal à $e\bar{F}_{local}l_b$ (fig 3.8b). Comme on le verra dans la suite, cette quantité peut être ajustée à l'énergie du phonon LO.

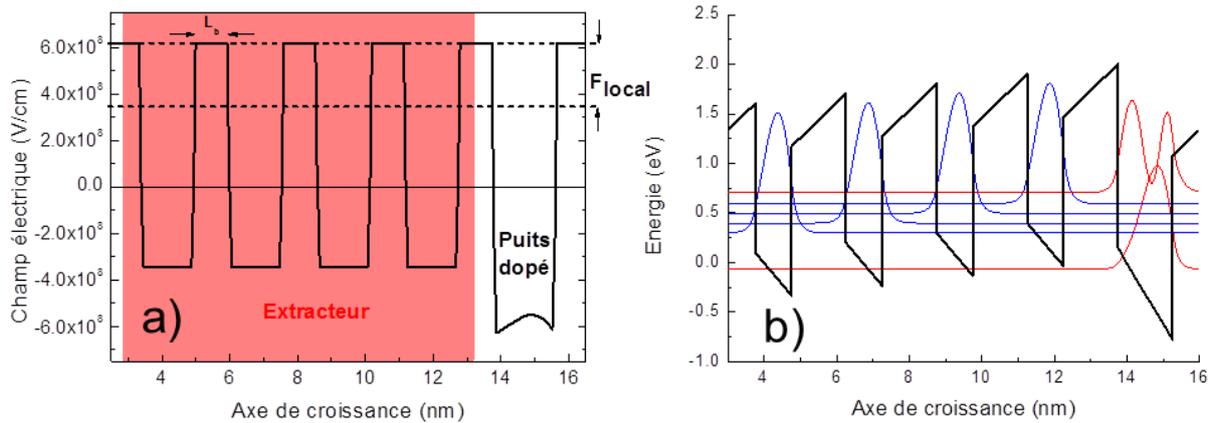


Figure 3.8 a) Profil du champ électrique interne dans une période d'un QCD, b) profil de bande correspondant montrant un écart énergétique constant entre les états de l'extracteur.

Conception

Pour un bon fonctionnement d'un QCD, il faut une bonne absorption accompagnée d'une extraction efficace. Cette règle est facile à prédire mais moins facile à appliquer. Pour illustrer ce point, commençons à noter les différents états impliqués dans ces processus. Soient $|1\rangle$ et $|2\rangle$ les états fondamental et excité du puits actif respectivement et $|3\rangle$ le premier état de l'extracteur. Le coefficient d'absorption est proportionnel au carré du moment dipolaire $\mu_{12} = \langle 2|ez|1\rangle$ (voir chapitre 1). L'absorption ISB est alors d'autant plus forte que le recouvrement entre ces fonctions d'onde est important. Ceci revient à dire que l'état $|2\rangle$ doit être localisé dans le puits actif. Une fois l'électron excité, l'extraction se fait par émission du phonon LO. Dans l'élément de la matrice qui décrit le taux de la relaxation dans l'état $|3\rangle$ intervient le terme $\frac{\langle 3|\exp(iq_z z)|2\rangle}{q}$. Encore une fois le recouvrement intervient mais cette fois entre les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$. Par conséquent, l'état $|2\rangle$ doit être délocalisé. Le compromis qu'on a alors trouvé est d'avoir les états du puits actif bien localisés pour une bonne absorption et assurer une extraction efficace en ajustant l'écart entre les états $|2\rangle$ et $|3\rangle$ à la résonance d'un phonon LO ($Q \rightarrow 0$).

3.3 QCD aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique

3.3.1 Structure et caractérisation structurale

Structure

Basé sur le concept développé dans le paragraphe précédent, j'ai modélisé plusieurs structures QCDs. Le premier QCD, E2237, présenté dans ce chapitre est destiné à la détection aux longueurs d'onde des télécommunications ($1.3 - 1.55 \mu m$). L'échantillon E2237 contient 40 périodes (fig 3.9a). Chaque période est constituée d'un puits actif en GaN avec une épaisseur de $1.56 nm$ dopé type-n avec du Si à $5 \times 10^{19} cm^{-3}$. L'extracteur est formé de quatre répétitions AlN ($1.04 nm$) / $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ ($1.56 nm$) non intentionnellement dopées.

La région active est prise en sandwich entre deux couches de contact en $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ dopés n à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La structure est épitaxiée sur une couche tampon de $1 \mu\text{m}$ en AlN sur un substrat saphir. Le profil de la BC d'une seule période est présenté dans la figure 3.9b. L'énergie de la transition ISB dans le puits actif est 0.8 eV ($1.55 \mu\text{m}$). Les écarts énergétiques entre les différents états de l'extracteur sont (pour les notations, voir fig 3.10): $E_{3B4B} = 94 \text{ meV}$; $E_{4B5B} = 92 \text{ meV}$ et $E_{5B6B} = 101 \text{ meV}$.

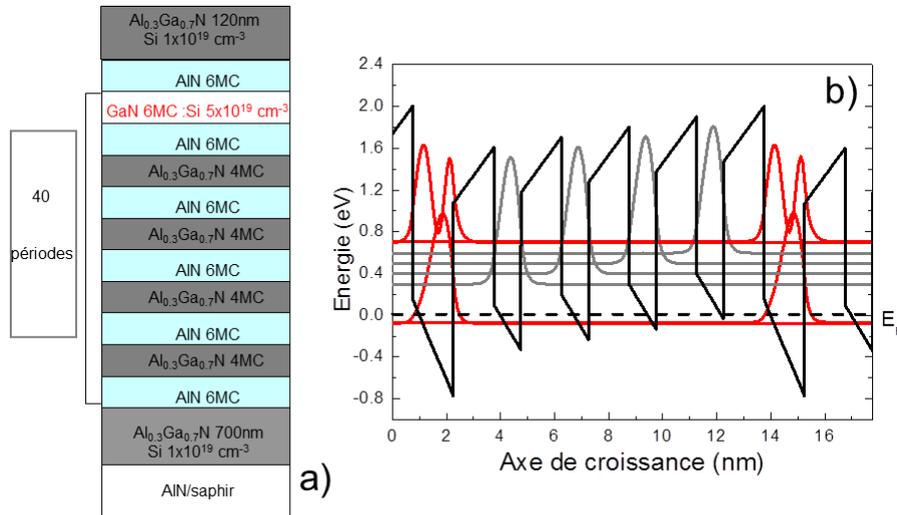


Figure 3.9 a) Détails de la structure du QCD E2237. b) Profil de la BC d'une période du QCD E2237 avec le puits actif adjacent. En couleur, le carré des fonctions enveloppe.

L'efficacité quantique β , définie dans l'équation (3.1), qui détermine l'efficacité d'extraction de l'état excité du puits actif vers le premier état de l'extracteur est donnée par $\beta = \tau_{2B} \times \tau_{2B,3B}^{-1}$ (τ_{2B} étant la durée de vie de l'état $|2B\rangle$) est égale à 0.33 ($\tau_{2B,3B} = 0.2 \text{ ps}$, $\tau_{2B,1A} = 0.1 \text{ ps}$). L'absorbance dans la configuration de mesure de la réponse c.à.d pour un angle d'incidence de 18.7° dans la région active, est extrait du spectre d'absorption mesuré. Il est égal à $\left(\frac{\eta}{N}\right)_{18.7^\circ} = 3 \times 10^{-4}$. A partir de ces valeurs, la réponse attendue est de 0.15 mA/W à $1.55 \mu\text{m}$.

Afin de déterminer les performances de cette structure, il est important de calculer sa détectivité. La figure 3.10 illustre les niveaux d'énergie de deux cascades consécutives. Le tableau 3.1 montre conductances intracascade et intercascades. A partir de ces valeurs, on remarque que la conduction est très élevée via la cascade grâce aux résonances avec les phonons LO. Par conséquent, le caractère métallique de la cascade mentionné dans le paragraphe 3.2 est justifié et l'emploi de l'équation 3.9 est bien valide. La résistance $R_{\text{inter}A}$, à 300 K , est déterminée par la transition $|1A\rangle \rightarrow |3B\rangle$. Elle est de l'ordre de $44 \Omega \cdot \text{cm}^2$. La résistance de la région active $R_0A = N \times R_{\text{inter}A}$ est alors $1757 \Omega \cdot \text{cm}^2$. La détectivité à 300 K du QCD E2237 calculée est de l'ordre de $2.65 \times 10^8 \text{ Jones}$. Pour augmenter davantage la résistance, et donc améliorer la détectivité, plusieurs voies sont possibles. Une première réside dans la diminution du dopage dans le puits actif. Ceci a pour conséquence de réduire l'absorbance et donc la réponse. Une deuxième consiste à « éloigner » l'extracteur du puits actif par une barrière séparatrice plus large. On se retrouve alors avec une efficacité d'extraction plus faible et encore une fois

une réponse plus basse. Une troisième consiste à augmenter la résistance intracascade, en particulier la résistance entre le dernier état de l'extracteur et la période suivante ($R_{6B,1B}$ dans ce cas). Cette voie peut être une bonne solution tant que $R_{6B,1B}$ reste largement inférieure à $R_{6B,1A}$. Dans le cas contraire, le canal parasite $|6B\rangle \rightarrow |1A\rangle$ va entraîner une chute de la réponse.

Quand la température diminue, la conductance est favorisée entre les états lointains comme le montre le tableau 3.2. Sachant que les taux d'interaction varient très peu avec la température, cet effet est attribué à la redistribution électronique. L'occupation des états à haute énergie est pratiquement nulle à basse température. La résistance de la région active à 77 K est de l'ordre de $10^{28} \Omega.cm^2$. La structure devient isolante, le courant d'obscurité dans la structure est nul.

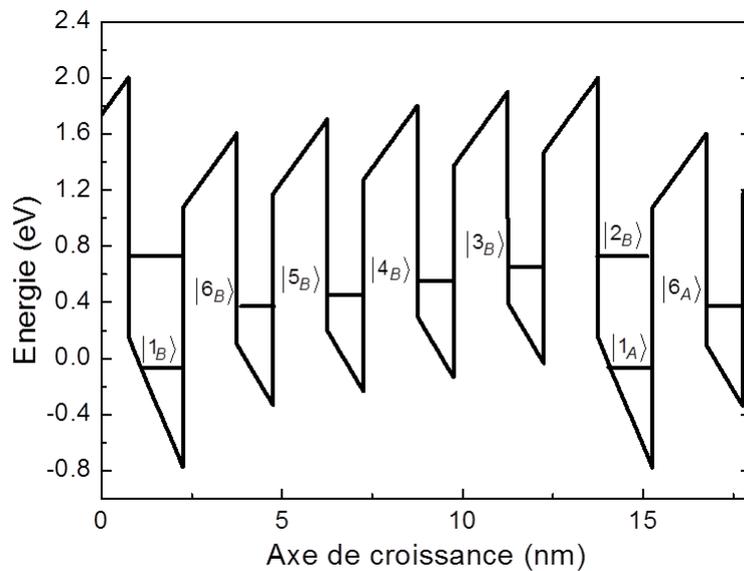


Figure 3.10 Diagramme énergétique du QCD E2237 de deux cascades voisines.

Conductance intracascade ($m^{-2}.s^{-1}$) 300 K	Conductance intercascades ($m^{-2}.s^{-1}$) 300 K
$G_{2B,3B} = 1.7 \times 10^{17}$	$G_{1A,3B} = 3.7 \times 10^{15}$
$G_{3B,4B} = 2.6 \times 10^{20}$	$G_{1A,4B} = 1.0 \times 10^{14}$
$G_{4B,5B} = 8.7 \times 10^{21}$	$G_{1A,5B} = 4.9 \times 10^{11}$
$G_{5B,6B} = 4.3 \times 10^{23}$	$G_{1A,6B} = 7.5 \times 10^8$
$G_{6B,1B} = 7.6 \times 10^{22}$	

Tableau 3.1 Les conductances intracascade et intercascades calculés à 300 K.

	290 K	190 K	77 K
$G_{1A,3B} (m^{-2}.s^{-1})$	1.5×10^{15}	6.3×10^8	5.1×10^{-19}
$G_{1A,4B} (m^{-2}.s^{-1})$	4.6×10^{13}	1.6×10^8	9.6×10^{-16}
$G_{1A,5B} (m^{-2}.s^{-1})$	2.5×10^{11}	7.2×10^6	3.2×10^{-13}
$G_{1A,6B} (m^{-2}.s^{-1})$	4.4×10^8	1.0×10^5	3.3×10^{-11}

Tableau 3.2 Les conductances intercascades pour différentes températures.

Caractérisation structurale

L'échantillon a été épitaxié par *PA-MBE* dans l'équipe d'Eva Monroy. Les images *TEM* (*Transmission Electron Microscopy*) (fig 3.11) de cet échantillon montrent des interfaces abruptes avec des fluctuations d'épaisseur de l'ordre d'une monocouche. Ces images ont été prises par Eirini Sarigiannidou à l'INP à Grenoble.

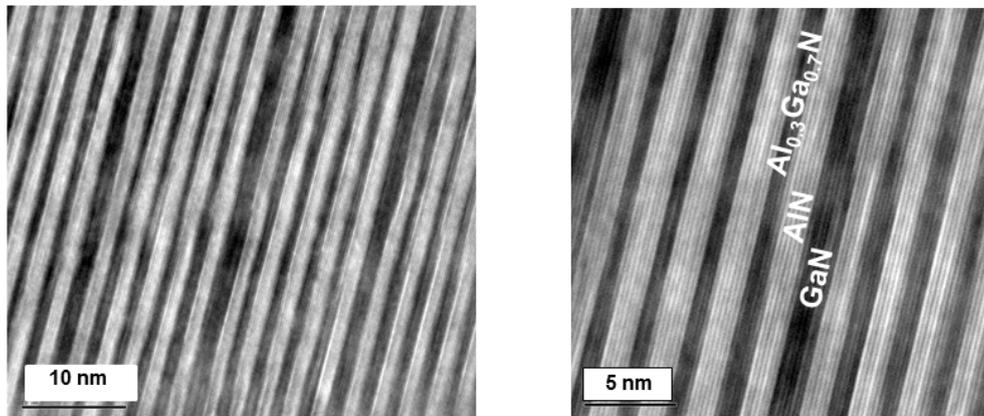


Figure 3.11 Images *TEM* du QCD E2237.

3.3.2 Spectroscopie par transmission et de photocourant

Le principe de la spectroscopie de transmission et de photocourant est développé en annexe D.

Spectroscopie par transmission

Le montage expérimental de la spectroscopie par transmission est représenté dans la figure 3.12a. Le *FTIR* est équipé de deux sources de lumière pour le proche et moyen IR. Les mesures sont réalisées à partir d'une source de lumière blanche et d'une séparatrice CaF_2 . Un polariseur linéaire est placé avant l'échantillon afin de polariser la lumière incidente. L'échantillon, poli à 45° (pour avoir une réflexion totale sur l'interface substrat/air), est monté sur un support de sorte que la lumière soit injectée perpendiculairement à la facette. Au préalable, le substrat est soigneusement poli afin d'éviter les pertes de diffusion sur les rugosités du substrat (après polissage, la rugosité est inférieure à $1 \mu m$). Dans cette géométrie, le nombre de passages du faisceau dans la région active est égal à $L/e + 1$ (où L est la longueur de l'échantillon et e son épaisseur). Le faisceau transmis est aussi perpendiculaire à la facette de sortie et est ensuite collecté sur un détecteur interne, l'antimoine d'Indium (InSb) refroidi à la température de l'azote liquide (77 K) ou le *DTGS* (*Deuterated triglycine sulfate*). Le *FTIR* est lié à un ordinateur muni d'un logiciel (*Omnice*) où le signal est récupéré et traité.

Les mesures de transmission sur les QCDs, et en particulier sur E2237, sont réalisées à la température ambiante. Le spectre de transmission mesuré est ensuite normalisé par le spectre de référence (sans

l'échantillon). Le spectre d'absorption de l'échantillon E2237 est présenté dans la figure 3.12b. Ce spectre est polarisé *TM*, ce qui est une signature d'une absorption ISB. Le spectre d'absorption a un pic maximal à 0.82 eV (1.51 μm), un pic secondaire à 0.88 eV (1.41 μm) et un pic plus faible à 0.75 eV (1.65 μm). Ces pics correspondent à la transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ pour des puits actifs de 5, 6 et 7 *MC* respectivement. Cette fluctuation de ± 1 *MC* est due à l'épitaxie comme le confirment les images *TEM*. Chaque pic d'absorption peut être ajusté par une lorentzienne. La largeur à mi-hauteur des trois pics à 0.75 eV, 0.82 eV et 0.88 eV est de 74 meV, 85 meV, et 70 meV respectivement. Ces élargissements homogènes sont limités par le temps de perte de cohérence des électrons dans la 2^{ème} sous-bande, τ_ϕ . En se basant sur le principe d'incertitude de Heisenberg, je trouve un temps τ_ϕ de l'ordre de ~ 20 fs dans ces puits qui n'est pas loin des valeurs prédites théoriquement [Suz98]. D'autre part, en s'appuyant sur les ajustements du spectre d'absorption avec les trois courbes lorentziennes, il est possible d'extraire le nombre de puits actifs de même épaisseur et le niveau de Fermi dans la structure. En utilisant l'équation (1.14), les absorbances s'écrivent:

$$\eta_i = N_i \sigma_i \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \left(E_F - E_1^{(i)} \right) ; i = 5 \text{ MC}, 6 \text{ MC}, 7 \text{ MC}. \quad (3.12)$$

N_i représentent le nombre de puits de même épaisseur, ils vérifient la relation $N_{5MC} + N_{6MC} + N_{7MC} = 40$.

On a alors un système de 4 équations à 4 inconnues. Les sections efficaces sont calculées à partir de l'équation (1.23) et les absorbances par passage sont extraits des courbes lorentziennes du spectre d'absorption mesuré. Ces valeurs notées dans le tableau 3.3 (L'origine des énergies est prise au minimum de potentiel du puits actif).

	5 MC	6 MC	7 MC
$E_1^{(1)} \text{ (eV)}$	0.74	0.69	0.65
η_i	0.014	0.022	0.008
$\sigma_i \text{ (m}^2\text{)}$	1.12×10^{-20}	1.16×10^{-20}	1.20×10^{-20}

Tableau 3.3 L'énergie du niveau fondamental, l'absorbance par passage dans la région active et la section efficace de la transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ pour les puits d'épaisseur 5, 6 et 7 *MC*.

Les solutions du système d'équations (3.12) sont alors: $E_F = 0.805$ eV; $N_{5MC} = 19$; $N_{6MC} = 17$; $N_{7MC} = 4$.

L'énergie du niveau de Fermi est en parfait accord avec la valeur calculée à partir de la résolution auto-cohérente des équations de Schrödinger-Poisson pour un dopage nominal de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (fig 3.9b).

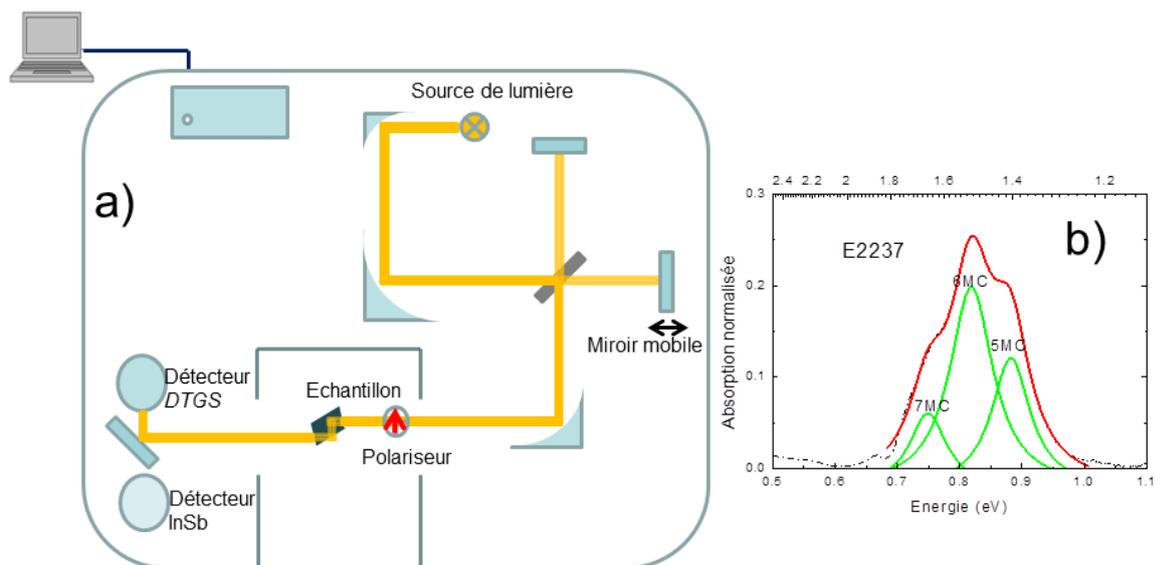


Figure 3.12 a) Schéma du montage expérimental de la spectroscopie par transmission, b) spectre d'absorption du QCD E2237 mesuré (en pointillé) ajusté avec trois courbes lorentziennes (en vert), le spectre rouge est la superposition de ces courbes.

Spectroscopie de photocourant

Le deuxième type de mesure consiste à étudier la réponse spectrale du QCD. Pour cela, le QCD remplace les détecteurs internes. La fixation du QCD n'étant pas possible à l'intérieur du FTIR, il sera alors monté sur un support à l'extérieur du FTIR. Le trajet du faisceau de la lumière est modifié pour illuminer le QCD. Le montage est dessiné dans la figure 3.13. Des petites mésas sont fabriquées sur l'échantillon pour permettre de collecter le photocourant. Tous les détails de cette étape technologique sont mentionnés en annexe C. Les mésas sont en forme carré de plusieurs tailles (de 150×150 jusqu'à $700 \times 700 \mu m^2$) et les contacts métalliques (Ti/Al/Ti/Au) sont déposés partiellement sur la couche supérieure pour permettre l'illumination par la surface. La lumière est modulée à l'aide d'un hacheur mécanique. La fréquence de modulation, f , varie entre 100 et 400 Hz. La lumière polarisée est incidente à 45° sur la surface des mésas. Le signal électrique est mesuré par la détection synchrone.

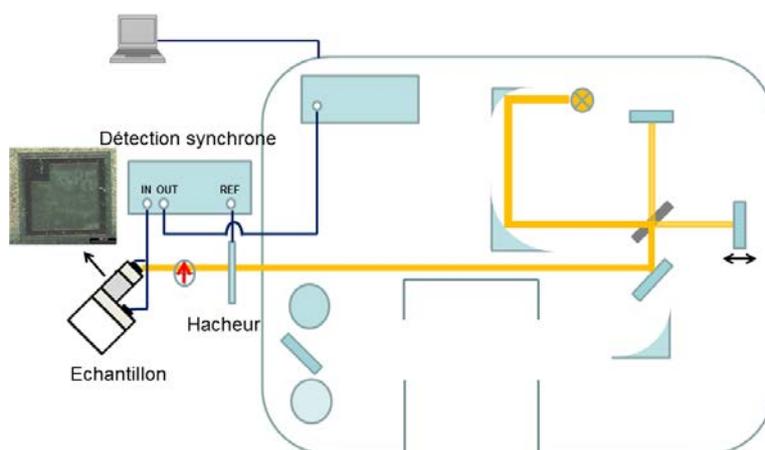


Figure 3.13 Schéma du montage expérimental pour les mesures du photocourant.

La figure 3.14 montre le spectre de photocourant en rouge polarisé TM (en polarisation TE , le photocourant disparaît complètement). Il couvre les longueurs d'onde des télécommunications 1.3-1.55 μm . On retrouve la même structuration que le spectre d'absorption à 0.82 eV et 0.88 eV. Le rapport d'intensité des deux pics ($I(0.82eV)/I(0.86eV)$) est de 1.5 ; cette valeur est identique au rapport obtenu pour les spectres d'absorption. On peut en déduire que l'efficacité d'extraction est similaire pour des périodes avec des puits actifs de 5 et 6 MC . D'autre part, le pic à plus basse énergie (à 0.76 eV) n'apparaît pas sur le spectre de photocourant. Ceci est dû au désalignement entre l'état excité du puits actif et le premier état de l'extracteur. Pour un puits actif de 7 MC , l'état excité se trouve plus bas énergétiquement que l'état de l'extracteur, ce qui atténue considérablement le transfert d'électrons vers la période suivante.

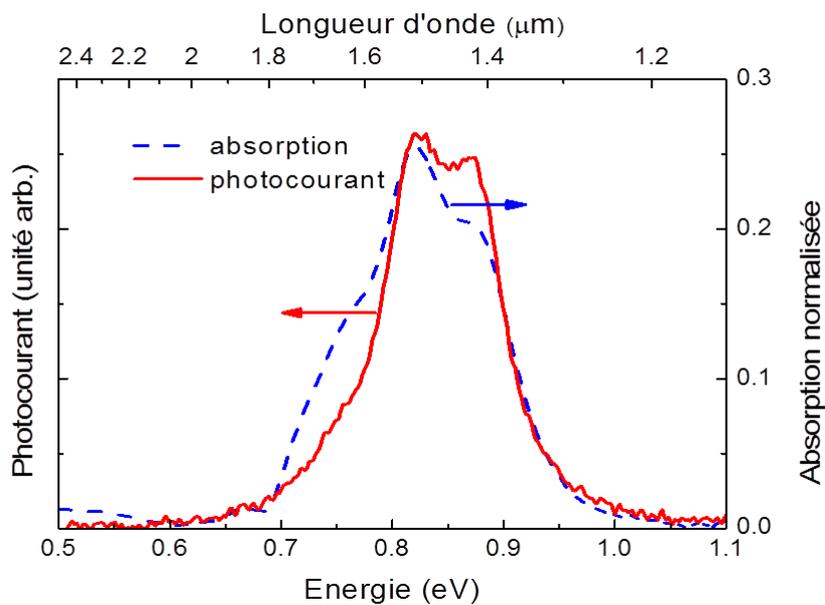


Figure 3.14 Spectres de photocourant (en rouge) et d'absorption (en bleu) polarisés TM .

Pour calibrer la réponse, j'ai utilisé une diode laser à 1.55 μm équipée d'une fibre optique en sortie. Le signal est ensuite envoyé à un amplificateur optique EDFA (*Erbium doped Fiber Amplifier*). Après amplification, le signal est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille collimatrice. L'échantillon est monté à 45° par rapport à l'horizontale et l'injection se fait par la surface. L'angle d'incidence dans la région active est alors 18.7°. Le champ électrique du laser est polarisé TM . Pour plus de précision, j'ai mesuré le profil d'intensité du faisceau laser à l'aide d'un puissance-mètre et d'un diaphragme avec un diamètre de 10 μm . La réponse du détecteur est ensuite mesurée par un nanovoltmètre. La réponse du QCD varie linéairement avec la puissance injectée comme le montre la figure 3.15a. En tenant compte du coefficient de réflexion sur la surface de l'échantillon, de la normalisation par le profil spatial du faisceau laser et de la réponse spectrale du QCD , j'ai trouvé une réponse de 1.5 V/W qui correspond à 3 $\mu A/W$ à 1.55 μm à 300 K . Cette réponse apparemment très faible s'explique par l'inefficacité du couplage de l'onde TM avec les transitions ISB lors de l'illumination par la surface sous une incidence de 45°. On verra plus loin comment il est possible d'exalter considérablement cette réponse.

Dans un deuxième temps, j'ai observé l'évolution de la réponse en fonction de la température. Les résultats sont présentés dans la figure 3.15b. Le photocourant augmente d'un facteur 7 en allant de l'ambiante à 10 K . En principe, la réponse de ce QCD ne doit pas changer avec la température. Les coefficients d'absorption et

l'efficacité d'extraction sont très peu sensibles à la température. Ce comportement peut s'expliquer par la présence de canaux de conduction parasite à travers les défauts et dont l'effet diminue quand on baisse la température.

Afin d'exploiter cette hypothèse, il est indispensable d'extraire expérimentalement le bruit thermique dans le QCD. Les caractéristiques courant-tension sont réalisées dans l'obscurité à l'intérieur de la station sous-pointes (fig 3.15c). Ces caractéristiques sont symétriques autour de 0 V et donc ne révèlent aucun comportement type-diode. D'autre part, la dépendance de la résistance en température est très timide (fig 3.15d), contrairement aux prédictions théoriques. Il est alors évident qu'il existe des canaux de conduction parasite qui peuvent court-circuiter le trajet idéal des électrons.

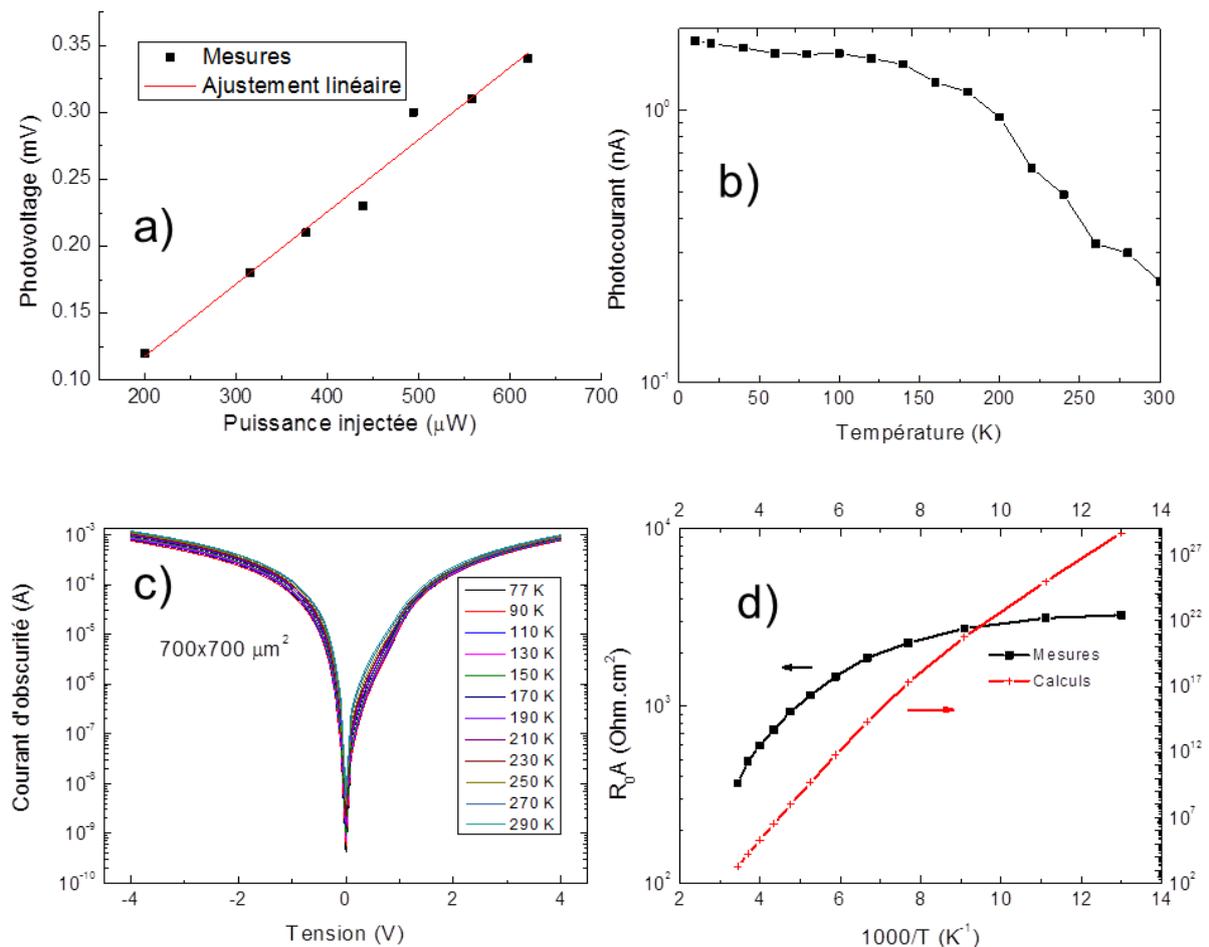


Figure 3.15 a) Photovoltage en fonction de la puissance optique, b) courbe du photocourant en fonction de la température, c) courbes I(V) pour différentes températures pour une méssa de taille $700 \times 700 \mu\text{m}^2$ et d) R_0A calculée et mesurée en fonction de la température.

3.3.3 Vitesse du QCD

Le travail présenté dans ce paragraphe a été réalisé en collaboration avec Alon Vardi du « Department of Electrical Engineering » au Technion. Les mesures ont été réalisées dans le laboratoire de Juliette Mangeney à l'IEF.

Principe

Dans un QCD, la vitesse de fonctionnement est limitée par le temps de parcours de l'électron d'une période à la période suivante, appelé aussi le temps de transit τ_{trans} . On prédit des temps de transit très courts grâce au couplage très fort électron-phonon LO dans les matériaux nitrures. Le but de cette partie est la détermination du temps du transit dans le QCD à partir des mesures pompe-sonde résolus temporellement. Théoriquement, ce temps est donné par :

$$\begin{aligned}\tau_{trans} &= \tau_{2B,3B} + \tau_{3B,4B} + \tau_{4B,5B} + \tau_{5B,6B} + \tau_{6B,1B} \\ &\approx 0.8 \text{ ps} + \tau_{6B,1B} \approx 39 \text{ ps}\end{aligned}$$

Le principe de ces mesures consiste à regarder l'évolution de la réponse du QCD en fonction du délai entre les impulsions pompe et sonde. Le rôle du faisceau pompe est de saturer l'absorption du QCD. Dans notre cas, les deux faisceaux ont la même intensité. Par conséquent, quand les deux faisceaux arrivent en même temps, le détecteur est aveugle à la sonde, le signal est généré uniquement par la pompe. Quand le délai entre les deux augmente, certains électrons excités auront le temps de relaxer, et donc le détecteur répond partiellement à la sonde. Quand le délai est assez grand devant le temps de relaxation des porteurs, le signal mesuré est la somme des signaux dus à la pompe et à la sonde. En suivant la loi de la dynamique des électrons, on trouve une augmentation exponentielle de la réponse en fonction de cet écart temporel entre les deux faisceaux. En calculant le temps caractéristique de cette croissance, on peut extraire le temps de transit du QCD. Cette technique a été développée pour la première fois à *Bell laboratories* pour la caractérisation des diodes lasers [Hal92].

L'avantage majeur de cette technique de mesure est qu'elle permet de s'affranchir des limitations en vitesse du circuit électronique. En effet, le signal mesuré pour chaque délai δt est la somme du signal généré par la pompe et celui généré par la sonde. On peut l'écrire sous la forme suivante :

$$Signal_{\delta t_i} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} [S_{pompe}^0(t) + S_{sonde}^{\delta t_i}(t)] dt \quad (3.13)$$

où τ est le temps d'acquisition de la détection synchrone. Dans l'équation (3.13), on a supposé que la pompe arrive toujours avant la sonde (ce qui reste toujours vrai vu que l'un ou l'autre sature l'absorption et donc on peut commuter la pompe et la sonde), et donc le signal provenant de la pompe ne change pas quel que soit δt . Ainsi, l'équation (3.13) devient:

$$Signal_{\delta t_i} = K + \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} S_{sonde}^{\delta t_i}(t) dt \quad (3.14)$$

où K est une constante. Il est vrai que l'amplitude de ce signal est limitée par le temps de réponse du circuit électronique ($\sim RC$ où R et C sont respectivement la résistance et la capacité équivalentes du circuit) qui est très long par rapport au temps de réponse intrinsèque de l'échantillon. Par contre, la quantité qui nous intéresse est la différence du signal entre deux durées d'impulsions consécutives δt_i et δt_{i+1} . Cette dernière n'est pas sensible à

la constante RC mais dépend uniquement du temps de transit de l'électron d'une période à une autre.

Montage

La source utilisée est un laser pulsé à $1.55 \mu m$ délivrant des impulsions très courtes ($\sim 200 \text{ fs}$) avec une cadence de 80 MHz ($\sim 2 \text{ ns}$). Le laser est séparé en deux faisceaux, appelés par la suite pompe et sonde, à l'aide d'un

cube séparateur. Ces deux faisceaux ont la même puissance ($\sim 500 \text{ MW/cm}^2$) et sont polarisés TM . L'impulsion pompe est décalée temporellement par rapport à la sonde grâce à un coin-cube mobile. Les faisceaux sont modulés avec un hacheur mécanique à des fréquences différentes ($f_1 = 300 \text{ Hz}$ et $f_2 = 220 \text{ Hz}$), et ensuite focalisés avec une lentille sur la tranche verticale de la méssa ($1 \mu\text{m}$ de hauteur et $700 \mu\text{m}$ de largeur). Le signal envoyé sur la détection synchrone est ensuite mesuré à la fréquence $f_1 + f_2$. Le schéma du montage expérimental est donné dans la figure 3.16. Une remarque importante est à souligner. La puissance de saturation s'écrit sous la forme : $P_s = \frac{nc\varepsilon_0\hbar^2}{2\mu_{1A,2B}^2\tau_{\varphi}^{\tau_{2B,1A}}}$ [Ros02]. Le dipôle de la transition ayant une longueur de 0.4 nm , on retrouve un flux de saturation de 360 MW/cm^2 . La puissance utilisée est alors au-delà de la puissance de saturation de l'absorption ISB dans les puits actifs.

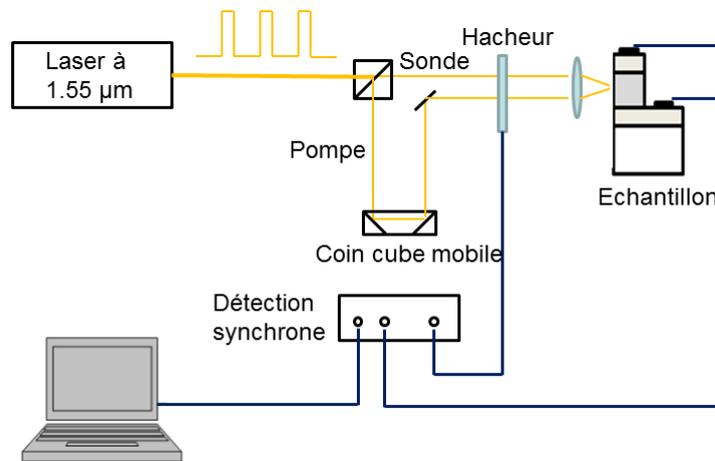


Figure 3.16 Schéma du montage expérimental pompe-sonde résolu temporellement.

Mesure et interprétation

La figure 3.17 représente la réponse du QCD à 0 V en fonction du délai δt entre l'impulsion pompe et l'impulsion sonde. Cette courbe présente un minimum à $\delta t=0$ et est symétrique autour de cette valeur. Ce comportement est attendu car les deux impulsions ont la même puissance.

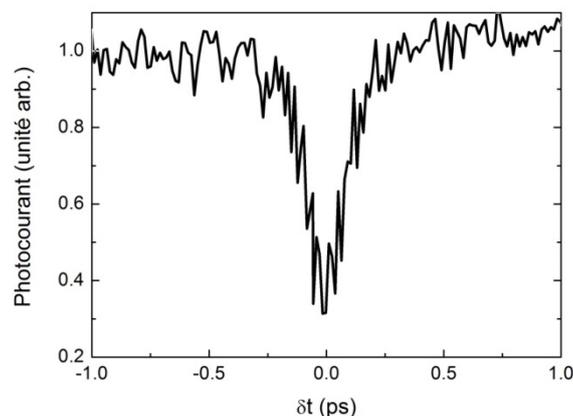


Figure 3.17 Spectre de photocourant résolu temporellement.

Les équations de la dynamique des électrons de ce système sont (les notations sont définies dans la figure 3.18):

$$\begin{aligned}
\frac{dn_1}{dt} &= -S(t) \frac{\eta}{N} (n_2 - n_1) + \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_i}{\tau_{trans}} \\
\frac{dn_2}{dt} &= S(t) \frac{\eta}{N} (n_2 - n_1) - \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_2}{\tau_{23}} \\
\frac{dn_i}{dt} &= \frac{n_2}{\tau_{23}} - \frac{n_i}{\tau_{trans}}
\end{aligned}
\tag{3.15}$$

n_1 , n_2 sont les populations des états fondamental et excité du puits absorbant respectivement et n_i la population de l'extracteur générée par l'illumination. $S(t)$ représente l'intensité de l'impulsion assimilée à une gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 0.2 ps. Sachant que le couplage entre la lumière et les électrons est identique pour tous les puits à cause de l'injection par la tranche, on peut considérer que $S(t) \frac{\eta}{N}$ ne varie pas d'une période à l'autre (en réalité, $S(t) \frac{\eta}{N}$ varie légèrement d'un puits à un autre à cause du profil gaussien de

l'impulsion). De plus, en respectant la loi de la continuité du courant, on obtient : $\left(\frac{n_i}{\tau_{trans}} \right)_j = \left(\frac{n_i}{\tau_{trans}} \right)_{j+1}$, où j et $j+1$ désignent deux cascades consécutives. Ainsi, le nombre d'équations est réduit à trois décrivant un système fermé à 3 niveaux comme indiqué dans la figure 3.18.

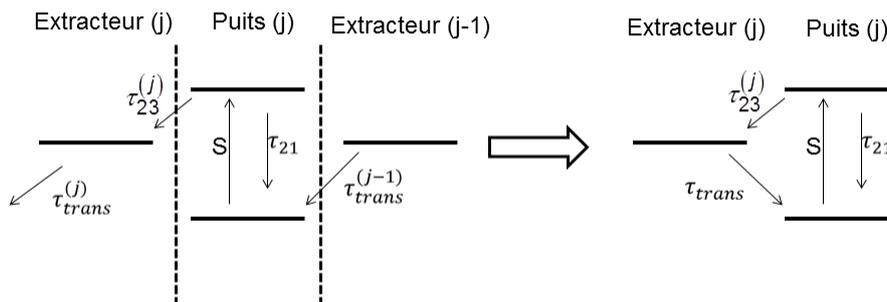


Figure 3.18 Schéma équivalent du système à 3 niveaux.

Je rappelle que $\tau_{2B,1A} = 0.1 \text{ ps}$ et $\tau_{2B,3B} = 0.2 \text{ ps}$. Deux cas se présentent comme montré dans la figure 3.19 :

- i) le délai est inférieur au temps de relaxation du système ($\delta t < \tau_{trans}$), la sonde contribue partiellement au photocourant,
- ii) le délai est supérieur au temps de transit ($\delta t > \tau_{trans}$), donc le photocourant total est généré par les deux impulsions.

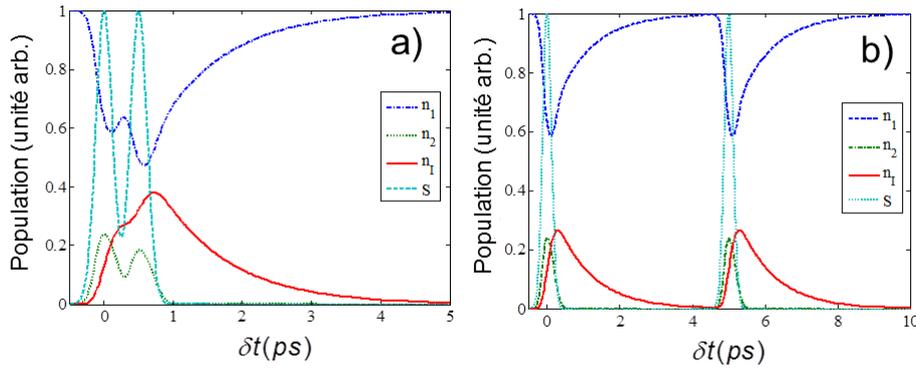


Figure 3.19 Solutions des équations de la dynamique pour deux cas différents : a) pour $\delta t < \tau_{trans}$ et b) pour $\delta t > \tau_{trans}$.

Le photocourant étant proportionnel à $\frac{n_i}{\tau_{trans}}$, le meilleur accord avec les données de mesure est obtenu pour $\tau_{trans} = 1 \text{ ps}$ (fig 3.20). Ce temps de transit correspond à une fréquence de coupure de 170 GHz . Cette fréquence de coupure très élevée met en évidence l'efficacité d'extraction par l'émission d'un phonon LO. Le caractère métallique de la cascade est vérifié expérimentalement. D'autre part, le temps de transit de 1 ps est inférieur au temps calculé qui est limité par le temps $\tau_{5B,6B}$. Ceci peut s'expliquer par la présence d'un mécanisme de conduction autre que l'émission d'un phonon LO qui domine la diffusion des électrons de $|6B\rangle$ à $|1B\rangle$. Ce mécanisme est probablement dû à l'échappement à travers les défauts.

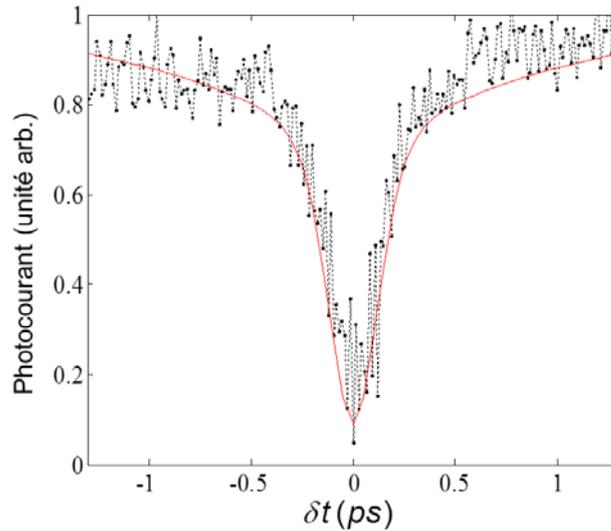


Figure 3.20 Photocourant simulé pour $\tau_{trans} = 1 \text{ ps}$ (en trait rouge) et mesuré (en pointillé).

3.3.4 Dispositifs ultrarapides pour l'optique intégrée à $1.3\text{-}1.55 \text{ }\mu\text{m}$

Comme montré dans le sous-paragraphe précédent, les QCDs à base de nitrures peuvent atteindre des fréquences de coupure très élevées. En pratique, l'intégration d'un QCD dans un circuit électronique implique une

fréquence de coupure extrinsèque qui est plus basse que la fréquence intrinsèque du QCD. Dans une première approximation, si on assimile un QCD à un générateur de courant en série avec un circuit RC, la fréquence de coupure électronique est alors $f_c = \frac{1}{2\pi RC}$. Dans ce circuit équivalent, la résistance R provient essentiellement de la résistance des couches de contact. La capacité C est celle de la région active. Il est alors légitime que pour augmenter la fréquence de coupure, il faut simultanément réduire la capacité et la résistance des contacts.

Pour les mesures de la bande passante du détecteur, j'ai fabriqué, par lithographie optique, des pixels en forme de carré de plusieurs tailles. Deux points essentiels sont à signaler : i) la surface des dispositifs est réduite afin de diminuer la capacité et ii) les lignes de transmission RF, adaptées à une impédance 50Ω , sont déposées sur le saphir, qui est un matériau isolant, pour réduire les pertes de propagation. Les détails des étapes technologiques sont donnés en annexe C. La figure 3.21 montre l'image du dispositif final après polissage mécanique jusqu'au bord des motifs.

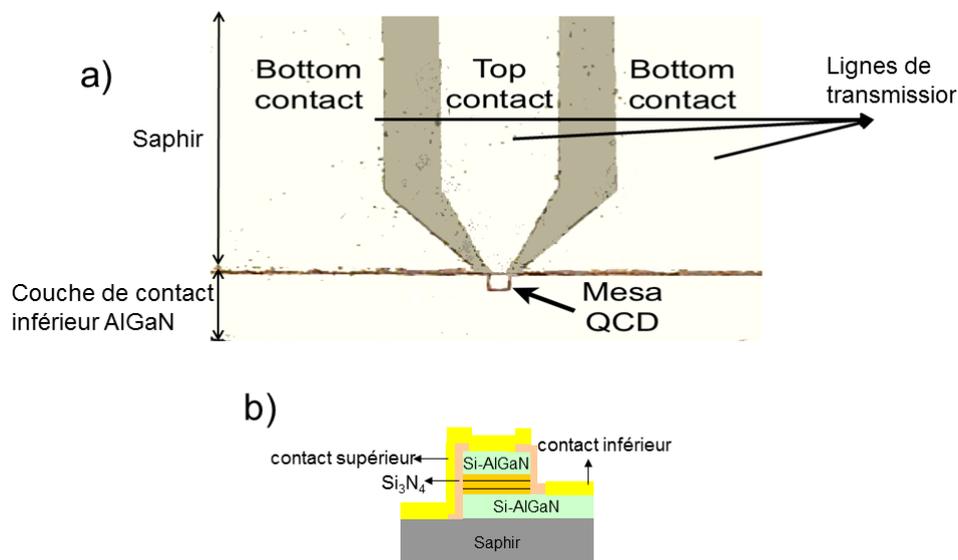


Figure 3.21 a) Image d'une méso du QCD de taille $7 \times 7 \mu m^2$, b) dessin de la coupe transversale d'une méso à la fin du procédé technologique.

Les mesures de la bande passante ont été réalisées en collaboration avec Paul Crozat et Djamel Gasemi dans le laboratoire de Laurent Vivien à l'IEF. La puissance électrique délivrée par le QCD est mesurée par un analyseur de réseau Agilent LCA (*Light Component Analyzer*) allant jusqu'à 67 GHz . La source optique est une diode laser à $1.55 \mu m$. Le faisceau laser, polarisé TM , est modulé et couplé au détecteur à travers la face latérale. Le signal électrique est collecté par des sondes hyperfréquence et envoyé à l'analyseur. Avant de mesurer la bande passante des QCDs, un calibrage du circuit a été soigneusement réalisé en tenant compte des pertes dans les lignes de transmission et les sondes hyperfréquence. La figure 3.22 indique le photocourant en dB du QCD défini par $20 \log i_s$ de deux dispositifs de taille 7×7 et $10 \times 10 \mu m^2$ ainsi que le bruit du circuit. Aucun signal n'a été détecté sur les mésas de taille inférieure ($5 \times 5 \mu m^2$). Ceci est probablement dû à la sensibilité d'alignement du faisceau sur ces dispositifs. On peut remarquer que la bande passante reste pratiquement plate jusqu'à 25 GHz . A partir de cette fréquence, on est limité par le bruit électronique. La fréquence de coupure à -3 dB est donc supérieure à 25 GHz .

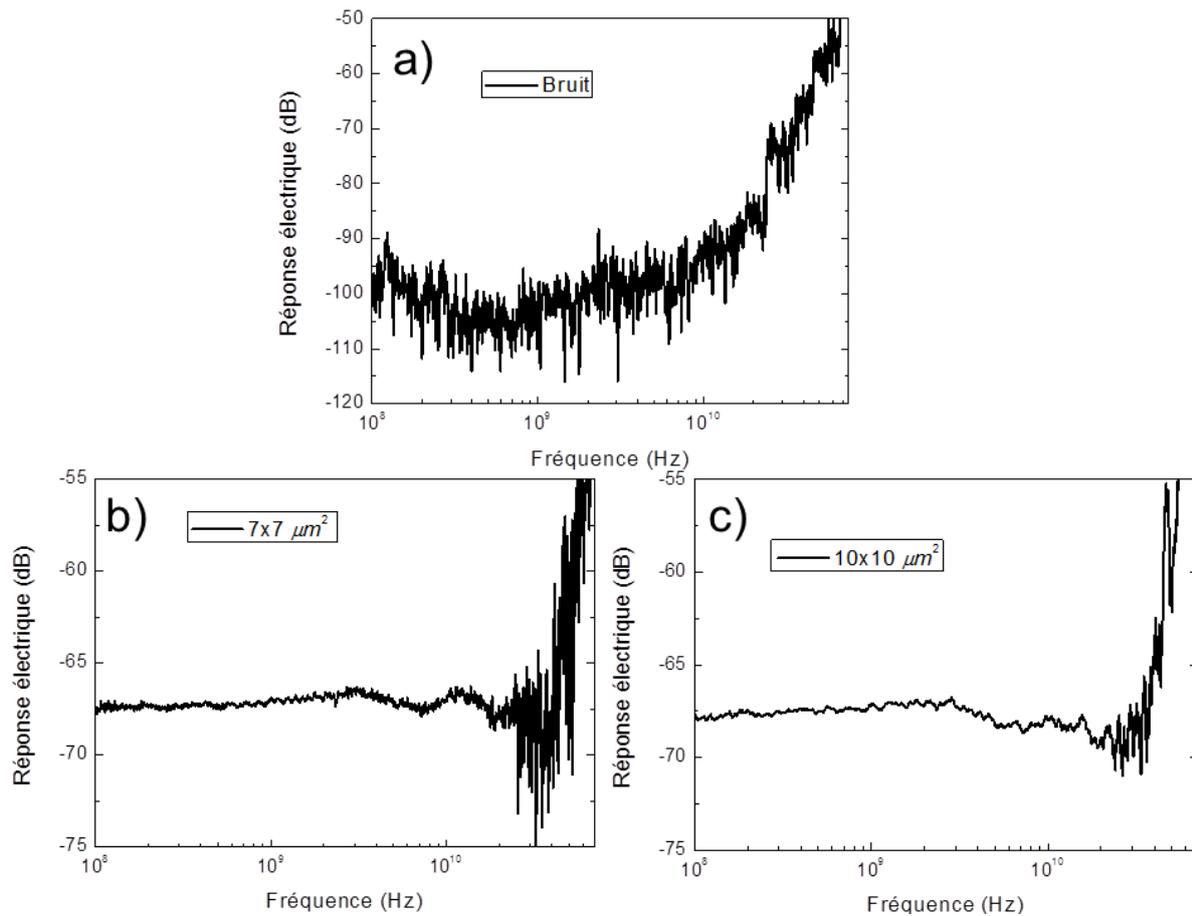


Figure 3.22 a) Le bruit électronique du circuit, b) et c) la réponse électrique du QCD en fonction de la fréquence optique pour des mésas de taille $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$.

Afin de prédire la fréquence de coupure du détecteur, on a réalisé des mesures de paramètres S électriques sur ces mésas. Ces mesures permettent d'extraire les valeurs des résistances, capacités et inductance du circuit équivalent. Le circuit équivalent des QCDs est schématisé dans la figure 3.23a. R_1 est la résistance d'accès, C_1 est la capacité parasite entre les contacts supérieur et inférieur, C_2 est la capacité du dispositif et L_1 est l'inductance correspondant à la jonction entre le métal et la couche d'AlGaIn supérieure. A partir des mesures du paramètre S_{12} , on peut trouver les valeurs des impédances. Ces valeurs sont montrées dans la figure 3.23b.

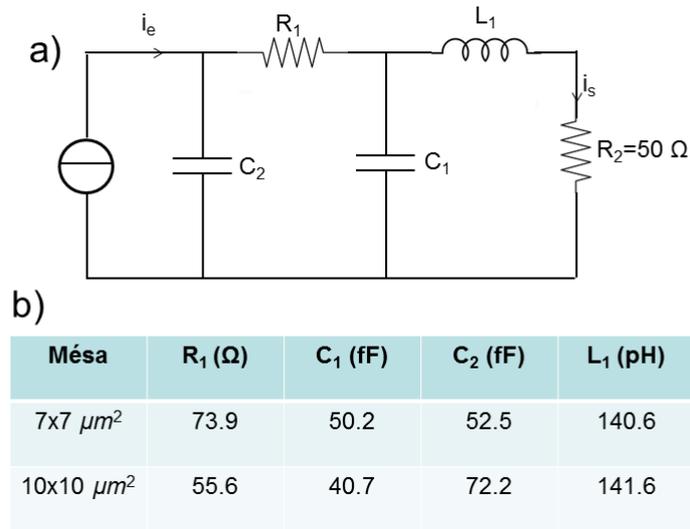


Figure 3.23 a) le circuit équivalent du QCD, b) les valeurs des différents éléments constituant le circuit équivalent.

La réponse extraite du circuit équivalent du QCD, est donnée par l'expression :

$$i_s = \frac{i_e}{\sqrt{(1 - \tau_1 \omega^2)^2 + \omega^2 (\tau_2 - \tau_3 \omega^2)^2}}$$

où $\tau_1 = C_1 L_1 + C_2 L_1 + R_1 R_2 C_1 C_2$, $\tau_2 = R_2 C_1 + R_2 C_2 + R_1 C_2$ et $\tau_3 = R_1 C_1 C_2 L_1$. La figure 3.24 trace le photocourant en dB. L'accord entre les mesures et les calculs de la bande passante est très proche. La fréquence de coupure à -3 dB est de 37.4 GHz et 42 GHz pour les mésas de taille 7x7 et 10x10 μm² respectivement. Ces fréquences de coupure dépassent largement les anciennes valeurs obtenues dans les QCDs GaN^[Var08b] ainsi que dans les QCDs à base d'arséniure^[Hof06].

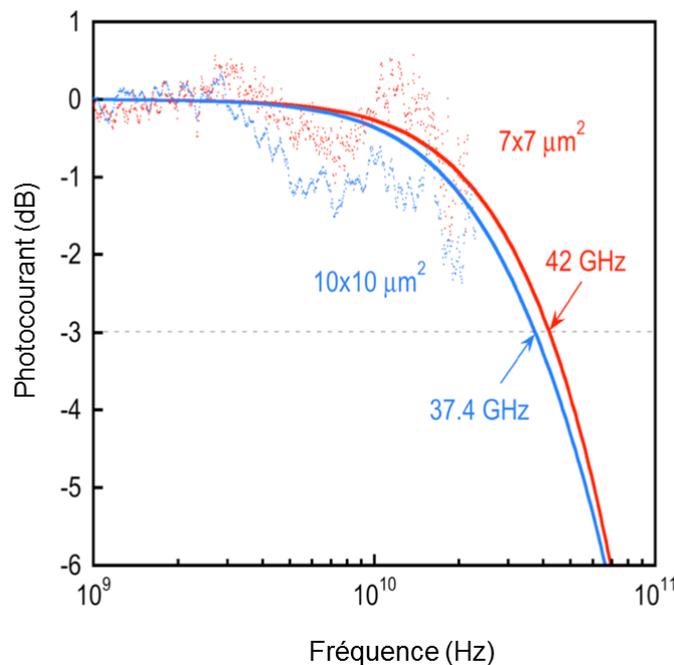


Figure 3.24 Photocourant mesuré (pointillé) et simulé (trait plein) à partir des paramètres S pour des mésas de taille 7x7 μm² (en rouge) et 10x10 μm² (en bleu).

Dans la suite de ce paragraphe, je vais calculer une autre figure de mérite de ce QCD, sa détectivité. A partir des figures 3.22b et 3.22c, le photocourant mesuré est de $i_s = 0.42 \text{ mA}$. D'autre part, la puissance optique à la sortie de la lentille est de 100 mW . Sachant que la distance focale de la fibre lentillée est de $5 \mu\text{m}$, et la distance qui sépare la focale du pixel est de $15 \mu\text{m}$, la puissance injectée est de 54 mW . Cette valeur est obtenue en tenant compte de la divergence du faisceau et de son intensité qui suit un profil gaussien mais ne tient pas compte des pertes d'injection dans l'échantillon qui sont très élevées. On peut affirmer que la réponse du pixel est largement supérieure à 7.8 mA/W . **Cette augmentation de la réponse de près de 3 ordres de grandeur par rapport à l'illumination par la surface à 45° est obtenue grâce à la propagation guidée dans le plan des couches et à l'excellent couplage de la polarisation *TM*.**

Electriquement, les pixels présentent un comportement différent des grandes mésas. La figure 3.25 montre les caractéristiques $I(V)$ d'un pixel de $7 \times 7 \mu\text{m}^2$. Le courant d'obscurité n'est pas symétrique autour de 0 V , on retrouve un comportement type-diode. Cette différence entre les grandes et les petites mésas est probablement liée à la réduction de la surface des motifs et donc à la réduction drastique du nombre de défauts (notamment les dislocations). R_0A calculée est de $7788 \Omega \cdot \text{cm}^2$, ce qui conduit à une détectivité de $1.47 \times 10^{10} \text{ Jones}$ à 300 K .

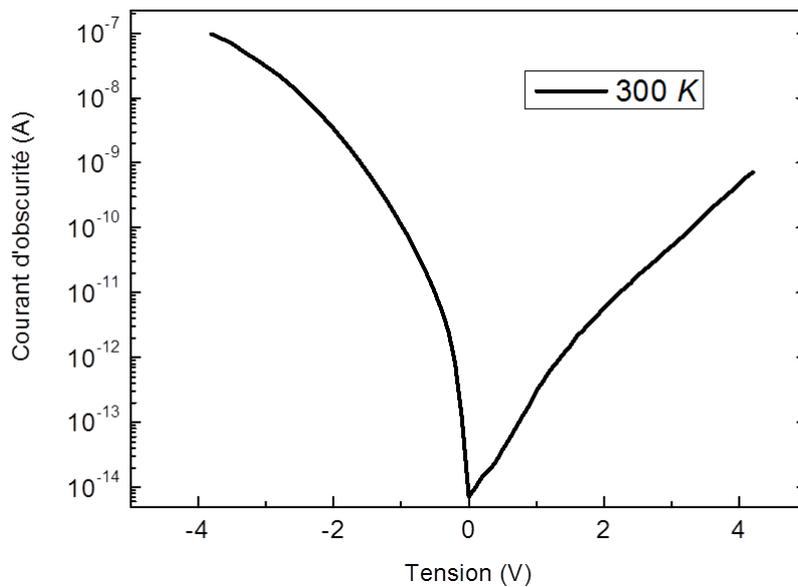


Figure 3.25 Courbe $I(V)$ dans l'obscurité d'une méso $7 \times 7 \mu\text{m}^2$.

3.4 Variantes des QCDs GaN

3.4.1 QCD à deux couleurs

3.4.1.1 Conception et caractérisation structurale

Conception

Un point particulier auquel je me suis intéressé est l'exploitation de la transition ISB de l'état fondamental vers le deuxième état excité possible dans les puits GaN. Le moment dipolaire de cette transition n'est pas nul contrairement aux transitions dans un puits carré et ceci grâce à la présence du champ interne. On peut alors espérer un fonctionnement simultané des QCDs nitrures à deux longueurs d'onde. Dans les QWIPs et les QCDs, d'autres stratégies sont adaptées pour un fonctionnement multispectral, comme par exemple l'empilement de plusieurs périodes avec des puits actifs d'épaisseurs différentes. Cette voie est beaucoup plus appropriée pour les QWIPs [Liu93], [Tid97], [Tid99] que pour les QCDs [Hof08]. Dans ces derniers, à chaque épaisseur du puits actif correspond un extracteur différent. De plus, la présence de plusieurs périodes avec différents paramètres complique le transfert d'électrons d'une période à l'autre. Le gain de photoconduction n'est pas le même pour les différentes longueurs d'onde et la réponse peut s'atténuer pour certaines transitions optiques [Hof08]. Notre stratégie conserve la même période tout le long de la structure. Basé sur ce concept, j'ai développé une structure QCD dans le NIR.

L'échantillon L294 est formé de 40 périodes comprises entre deux couches d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ dopés n à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Chaque période consiste d'un puits actif en GaN de 7 MC dopés n à $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. L'extracteur est composé de quatre répétitions d'AlN (4 MC) / $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (6 MC) non intentionnellement dopées. La figure 3.26 présente le diagramme de la BC d'une période avec deux puits adjacents de la période suivante. Les énergies des transitions $|1A\rangle \rightarrow |2B\rangle$ et $|1A\rangle \rightarrow |3B\rangle$ sont $E_{1A,2B} = 0.71 \text{ eV}$ et $E_{1A,3B} = 1.3 \text{ eV}$ respectivement (pour les notations, voir fig 3.27). Les forces d'oscillateur correspondant à ces transitions sont $f_{1A,2B} = 3.56$ et $f_{1A,3B} = 0.17$. Deux échelles à phonon sont conçues pour extraire les électrons des états $|2B\rangle$ et $|3B\rangle$.

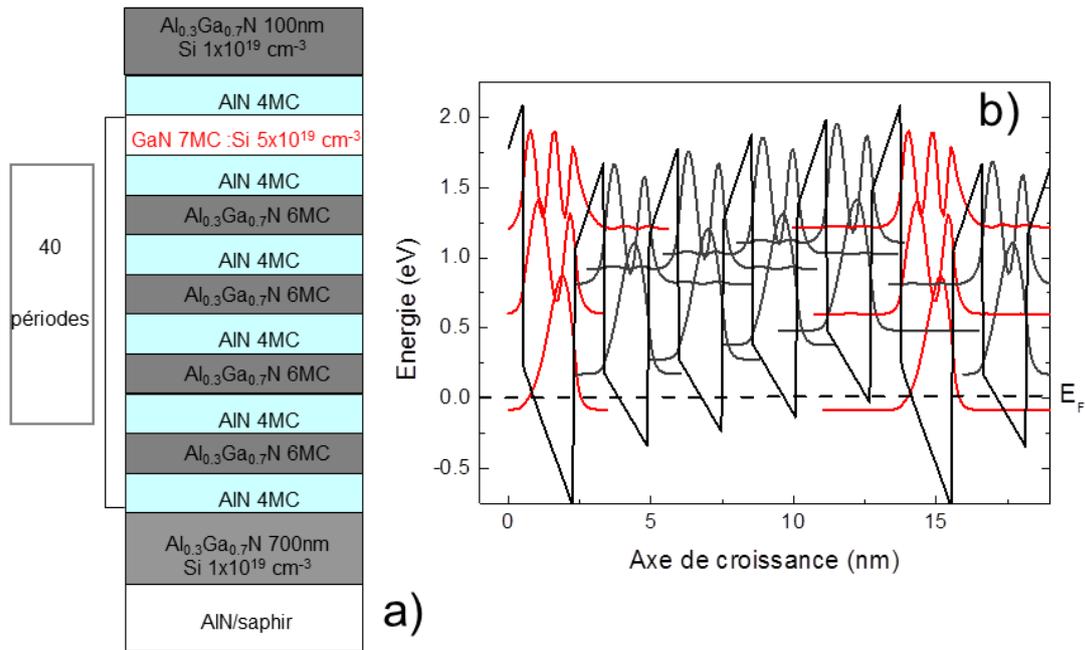


Figure 3.26 a) Détails de la structure du QCD L294. b) Profil de la BC d'une période du QCD L294 avec le puits actif adjacents. En couleur, le carré des fonctions enveloppe du QCD.

La figure 3.27 montre les niveaux d'énergie de deux cascades consécutives qui interviennent dans le calcul de l'efficacité quantique et du bruit thermique. Le couplage avec les états éloignés est négligeable. Le tableau 3.4 résume les conductances qui interviennent dans le transport. Les efficacités d'extraction des états $|2B\rangle$ et $|3B\rangle$ sont respectivement $\beta_{2B} = \tau_{2B,4B}^{-1} \times \tau_{2B}$ et $\beta_{3B} = \tau_{3B,5B}^{-1} \times \tau_{3B} + \beta_{2B} \times \tau_{3B,2B}^{-1} \times \tau_{3B}$ où τ_i est la durée de vie de l'état $|i\rangle$. En effet, les électrons dans l'état $|3B\rangle$ ont plusieurs chemins de relaxation possibles. Ils peuvent directement relaxer dans l'état $|5B\rangle$ ou relaxer dans l'état $|2B\rangle$ puis dans l'état $|4B\rangle$. Ce double mécanisme de transfert permet une meilleure efficacité d'extraction de cet état. On trouve $\eta_{2B} = 0.26$ et $\eta_{3B} = 0.36$. Le canal parasite $|2B\rangle \rightarrow |10A\rangle$ est négligeable alors que 2% des électrons transitent de $|3B\rangle \rightarrow |11A\rangle$. En tenant compte de l'absorbance calculée à partir de l'absorption mesurée ($\left(\frac{\eta}{N}\right)_{18.7^\circ} = 3.8 \times 10^{-4}$), la réponse spectrale attendue est $141 \mu\text{A/W}$ à $1.7 \mu\text{m}$. D'autre part, à partir de la conductance $G_{1A,4B}$, on trouve une valeur de la résistance à 0 V multipliée par l'aire de la mésa $R_0A = 1 \Omega \cdot \text{cm}^2$ à 300 K.

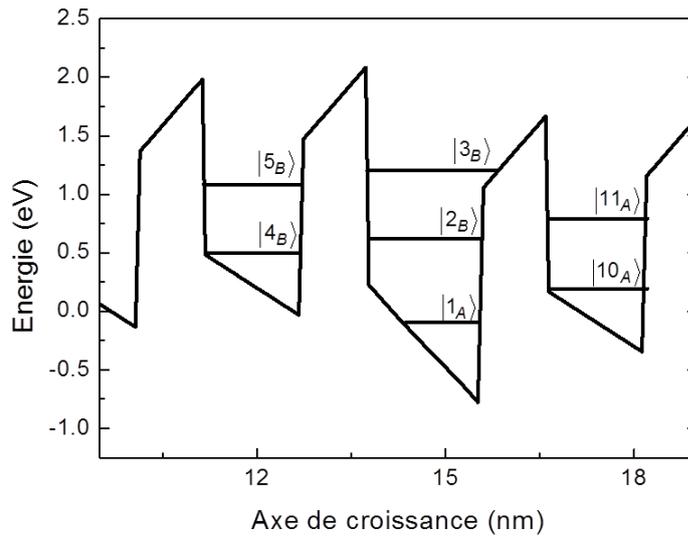


Figure 3.27 Diagramme énergétique du QCD L294.

Temps de diffusion intracascade	Taux intercascade à 300 K (Temps de diffusion intercascade)
$\tau_{2B,4B}^e = 2.8 \times 10^{-13} \text{ s}$	$(\tau_{2B,1A}^e = 1.0 \times 10^{-13} \text{ s})$
$\tau_{3B,2B}^e = 1.1 \times 10^{-13} \text{ s}$	$(\tau_{3B,1A}^e = 1.5 \times 10^{-13} \text{ s})$
$\tau_{3B,5B}^e = 1.8 \times 10^{-13} \text{ s}$	$G_{1A,4B} = 6.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tableau 3.4 Les temps d'émission et d'absorption de phonon LO et les conductances intracascade et intercascade calculés à 300 K du QCD L294.

Caractérisation structurale

L'échantillon a été épitaxié par NH_3 -MBE dans le laboratoire de Nicolas Grandjean à l'EPFL. Les mesures de diffraction des rayons X menées à l'EPFL (fig 3.28) permettent d'estimer une longueur de la période égale à la valeur nominale avec un écart de $\pm 2 \text{ MC}$.

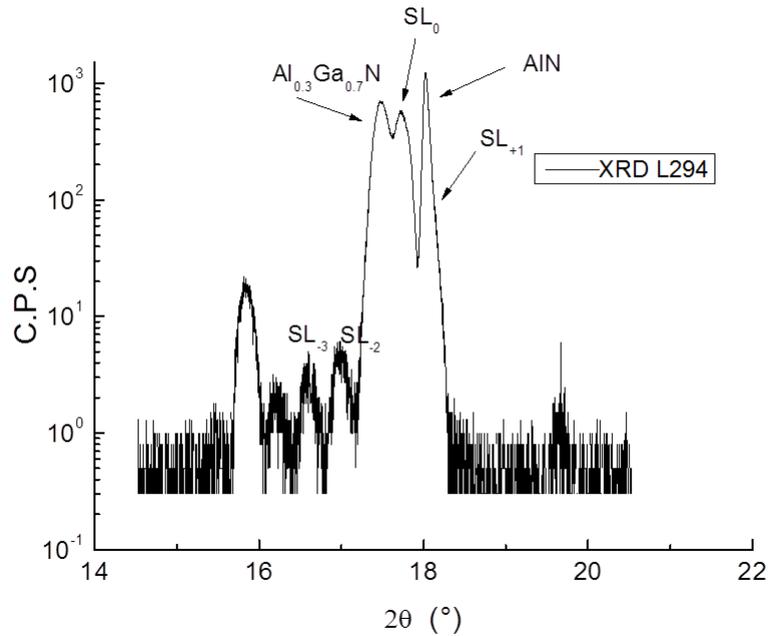


Figure 3.28 Spectre de diffraction des rayons X de l'échantillon L294.

3.4.1.2 Démonstration

Le spectre d'absorption polarisé *TM* du QCD L294 (fig 3.29) présente un pic à 0.71 eV correspondant à la transition $|1A\rangle \rightarrow |2B\rangle$. L'absorption vers le deuxième état excité n'est pas observée à cause de la faible force d'oscillateur de cette transition. L'absorbance par puits pour un seul passage est de 1.26×10^{-3} . L'élargissement de l'absorption est homogène et la largeur à mi-hauteur du premier pic est de 108 meV proche des valeurs obtenues avec l'échantillon E2237. Le spectre de photocourant présente deux pics distincts à 0.71 eV (1.75 μm) et 1.25 eV (1 μm) provenant des transitions $|1A\rangle \rightarrow |2B\rangle$ et $|1A\rangle \rightarrow |3B\rangle$. Le rapport d'amplitudes des deux pics est 11.6 :1. Malgré l'absorbance faible de la transition $|1A\rangle \rightarrow |3B\rangle$, un photocourant est généré à cette longueur d'onde grâce à l'efficacité d'extraction de l'état $|3\rangle$. Il est important de signaler que la longueur d'onde de 1 μm est la plus courte longueur d'onde jamais rapportée pour un photodétecteur ISB.

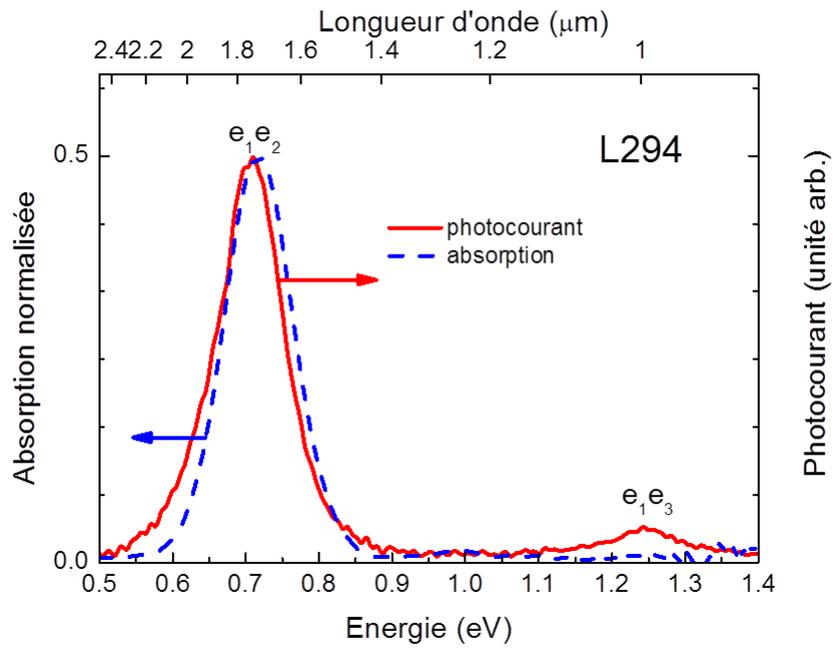


Figure 3.29 Spectres d'absorption (en bleu) et de photocourant (en rouge) polarisés *TM*.

Le calibrage de cet échantillon est réalisé en utilisant la procédure développée dans le sous-paragraphe 3.3.2. La réponse calibrée du QCD à $1.7 \mu\text{m}$ pour une lumière polarisée *TM* est de $8 \mu\text{A}/\text{W}$ à 300 K. La réponse augmente d'un facteur 2 à 10 K. Ces valeurs restent faibles devant la réponse prédite théoriquement. L'origine de cet écart peut être la présence de canaux parasites dans la région active. En mesurant les caractéristiques courant-tension sur cet échantillon, on observe, similairement au QCD E2237, un comportement symétrique du courant d'obscurité autour de 0 V (fig 3.30a). D'autre part, la résistance à 0 V varie très peu avec la température (fig 3.30b). Ces anomalies peuvent s'expliquer par la présence de canaux de fuite dans les barrières de la structure active qui contribuent au courant de fuite et atténuent la réponse.

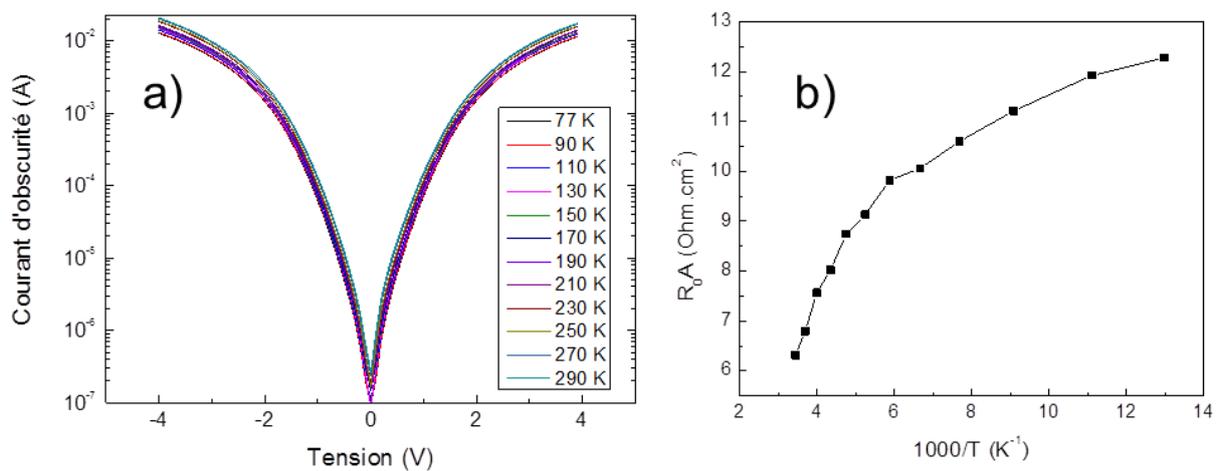


Figure 3.30 a) Caractéristiques courant-tension du QCD L294 pour différentes températures, b) courbe de variation de R_0A en fonction de l'inverse de la température.

3.4.2 QCD avec un extracteur alliage

3.4.2.1 Conception et caractérisation structurale

Conception

Comme déjà mentionné, le champ interne assure une grande flexibilité pour la conception d'un QCD. On peut alors bénéficier de ce champ pour simplifier la structure de ce détecteur. La complexité essentielle dans la construction d'un QCD provient de l'extracteur. Ce dernier est composé de plusieurs couches qui permettent la formation d'une cascade d'énergie. Dans les QCDs à base de nitrures, il est possible de remplacer ces multiples couches par une seule. Le gradient de potentiel qui résulte du champ interne permet aux électrons la relaxation au minimum du puits extracteur large. Cette technique n'est pas très facile à réaliser dans les QCDs à base d'arséniure où le gradient de potentiel ne peut être obtenu qu'à l'aide d'un gradient d'alliage. Cependant, Schönbein *et al.* ont démontré un photodétecteur à base de GaAs/AlGaAs fonctionnant à 0 V basé sur ce principe [Sch96]. Le profil de bande d'une période de leur structure est présenté dans la figure 3.31. Dans la suite, je présente une structure QCD GaN/AlGaN en s'inspirant de ce principe.

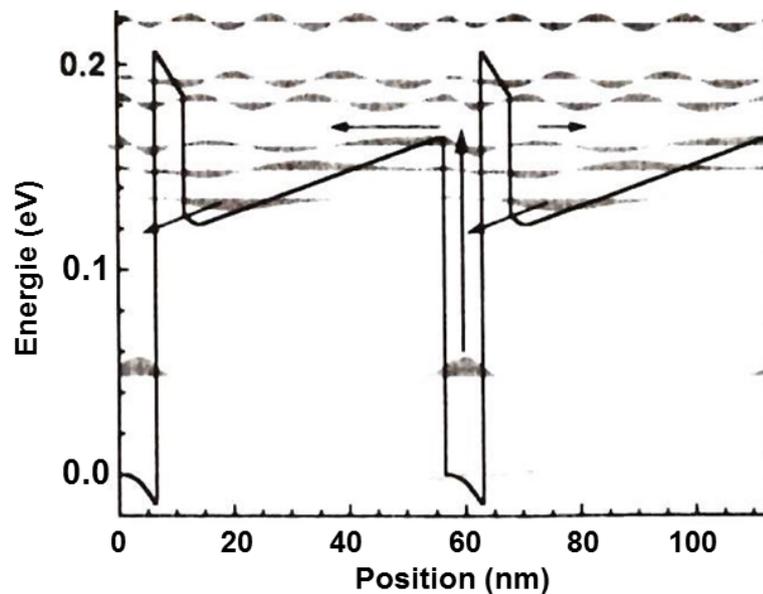


Figure 3.31 Allure de la BC et des fonctions d'onde avec les trajectoires des électrons photo-excités pour une période du QWIP photovoltaïque de la référence [Sch96].

Une période de la région active consiste en un puits actif GaN de 8 MC dopé à $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ avec des barrières en AlN et un puits extracteur en $\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{N}$ de 15 nm. Le champ interne dans le puits extracteur est égal à -470 KV/cm . La barrière à gauche du puits actif s'étale sur 2 nm pour atténuer le canal parasite de conduction à travers la relaxation des électrons excités dans la période d'avant. La région active est composée de 40 périodes et est prise en sandwich entre deux couches de contact en $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$. La teneur en Al dans les couches de contact correspond à la composition moyenne d'Al dans la région active. En outre, le dopage dans la couche de contact supérieure est maintenu élevé ($\sim 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Ce choix de la composition des couches de contact et du dopage a pour intérêt d'éviter la courbure de bande due à la discontinuité de polarisation aux interfaces entre les couches de contact et la région active. La figure 3.32b montre le diagramme de la BC de deux périodes de cet échantillon. Contrairement aux QCDs précédents, le photocourant circule de la surface vers le substrat. Cette

nouvelle architecture présente plusieurs avantages par rapport aux *QCDs* standards. Le nombre de paramètres est largement réduit ce qui facilite la croissance de ces structures. Il s'en suit que cette structure est moins sensible aux fluctuations des paramètres. De point de vue de la conception, cette ingénierie de bande assure une réponse spectrale élevée par rapport à ces antécédentes. Cette amélioration est essentiellement liée à l'efficacité d'extraction élevée dans cette structure. Le transfert d'électrons photo-excités est effectué par effet tunnel de l'état excité du puits actif vers le quasi-continuum dans l'extracteur. Les canaux parasites sont négligeables grâce au couplage fort dans l'extracteur.

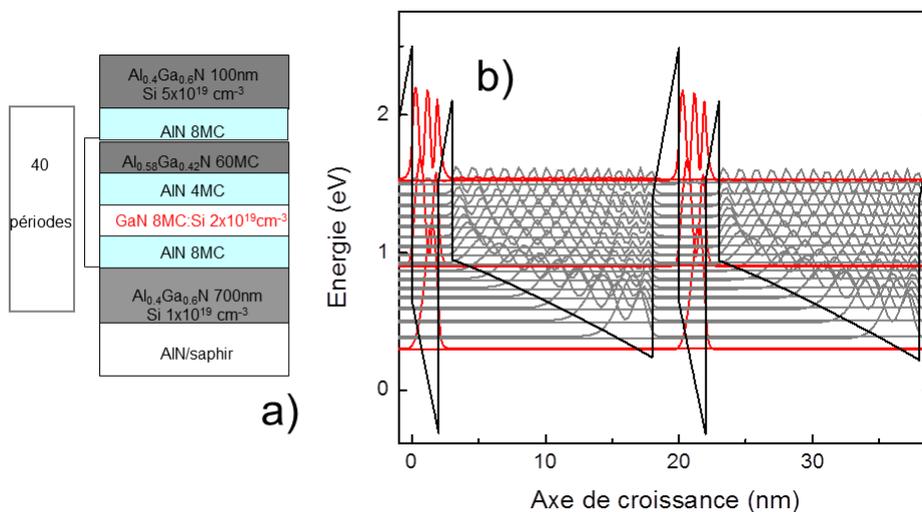


Figure 3.32 a) Structure de l'échantillon L430, b) profil de la BC de deux périodes consécutives.

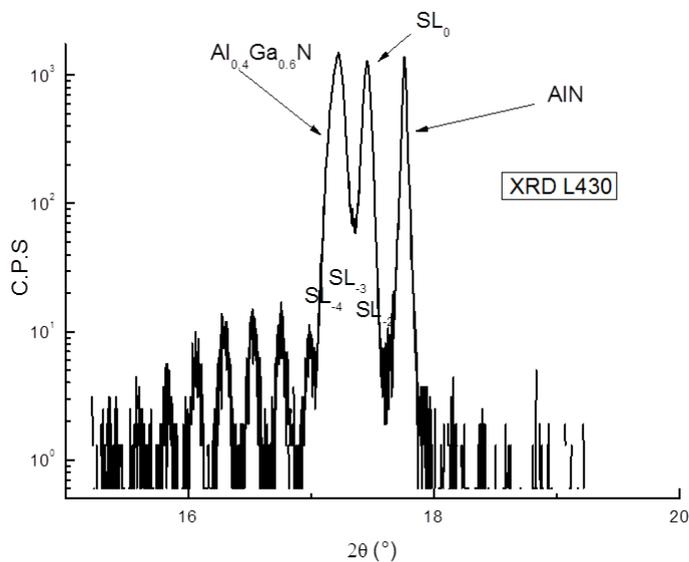


Figure 3.33 Spectre de diffraction des rayons X pour L430.

Cet échantillon, L430, est épitaxié par $\text{NH}_3\text{-MBE}$ dans le laboratoire de Nicolas Grandjean à l'EPFL. Les mesures de diffraction de rayons X, réalisées à l'EPFL (fig 3.33), estiment une longueur de la période égale à la valeur nominale à $\pm 0.5 \text{ MC}$ près.

3.4.2.2 Démonstration

Le spectre d'absorption présente un pic à 0.66 eV (1.87 μm) avec une largeur à mi-hauteur de 82 meV (fig 3.34a). Ce pic est polarisé *TM*. L'absorbance par puits actif, extraite de l'absorption totale mesurée, est égale à $\left(\frac{\eta}{N}\right)_{31^\circ} = 1.93 \times 10^{-4}$, ce qui correspond à une densité volumique d'électrons de $2 \times 10^{18} cm^{-3}$. Cette valeur est 10 fois plus faible que la valeur nominale. Le pic de photocourant, polarisé *TM*, est centré à 1.87 μm avec une largeur à mi-hauteur de 110 meV (fig 3.34a). On peut constater alors un élargissement supplémentaire du photocourant. Cet effet peut s'expliquer par la contribution au photocourant des transitions diagonales vers les états de l'extracteur en proche résonance avec l'état excité du puits actif. Bien que les coefficients d'absorption de ces transitions soient faibles, l'efficacité d'extraction est très élevée.

La réponse calibrée de ce QCD est 49 $\mu A/W$ à 300 K. Cette réponse augmente d'une façon régulière en diminuant la température pour atteindre une valeur de 102.9 $\mu A/W$ à 10 K. Ces valeurs sont supérieures à celles obtenues sur les précédents échantillons (E2237, L294). La réponse pourrait être considérablement améliorée en augmentant le dopage du puits actif. On peut en outre recourir à une propagation guidée dans le plan des couches (voir 3.3.4). Une autre solution est de fabriquer un réseau de diffraction à la surface du QCD (DFB du deuxième ordre) pour bénéficier d'un excellent couplage de la polarisation *TM* aux transitions ISB ainsi d'une propagation guidée dans le plan des couches. A partir de la réponse mesurée à 300 K, et de l'absorbance

$\left(\frac{\eta}{N}\right)_{18.7^\circ} = 5.4 \times 10^{-5}$, on trouve une efficacité d'extraction $\beta = 0.6$. Le temps tunnel des électrons photo-excités

est alors 90 fs, qui est deux fois plus court que les temps d'extraction dans les QCDs standards. Ces valeurs mettent en évidence l'efficacité de cette ingénierie pour la conception d'un QCD. D'autre part, les mesures électriques (fig 3.34b) révèlent un comportement asymétrique autour de 0 V. Le courant d'obscurité est plus faible pour une tension négative appliquée, ce qui est en bon accord avec le profil de la BC. En outre, la résistance multipliée par l'aire de la méssa augmente de 1470 $\Omega.cm^2$ à 300 K jusqu'à $2.8 \times 10^5 \Omega.cm^2$ à 77 K. Ces deux facteurs, c.à.d la résistance élevée et la dépendance en température de cette résistance suggèrent que les canaux parasites ne sont pas très efficaces dans le transport électronique. Cette différence par rapport aux QCDs standards présentés dans ce chapitre peut s'expliquer par l'élimination des multiples barrières dans l'extracteur où les états propres des défauts peuvent être localisés. Enfin, il faut noter que du fait du temps tunnel très court ainsi que de la relaxation très rapide des électrons au sein de l'extracteur liée aux multiples canaux de relaxation en parallèle, on s'attend à ce que la vitesse intrinsèque du QCD à extracteur alliage soit beaucoup plus rapide que celle des QCDs standard reposant sur une relaxation séquentielle des porteurs dans l'extracteur.

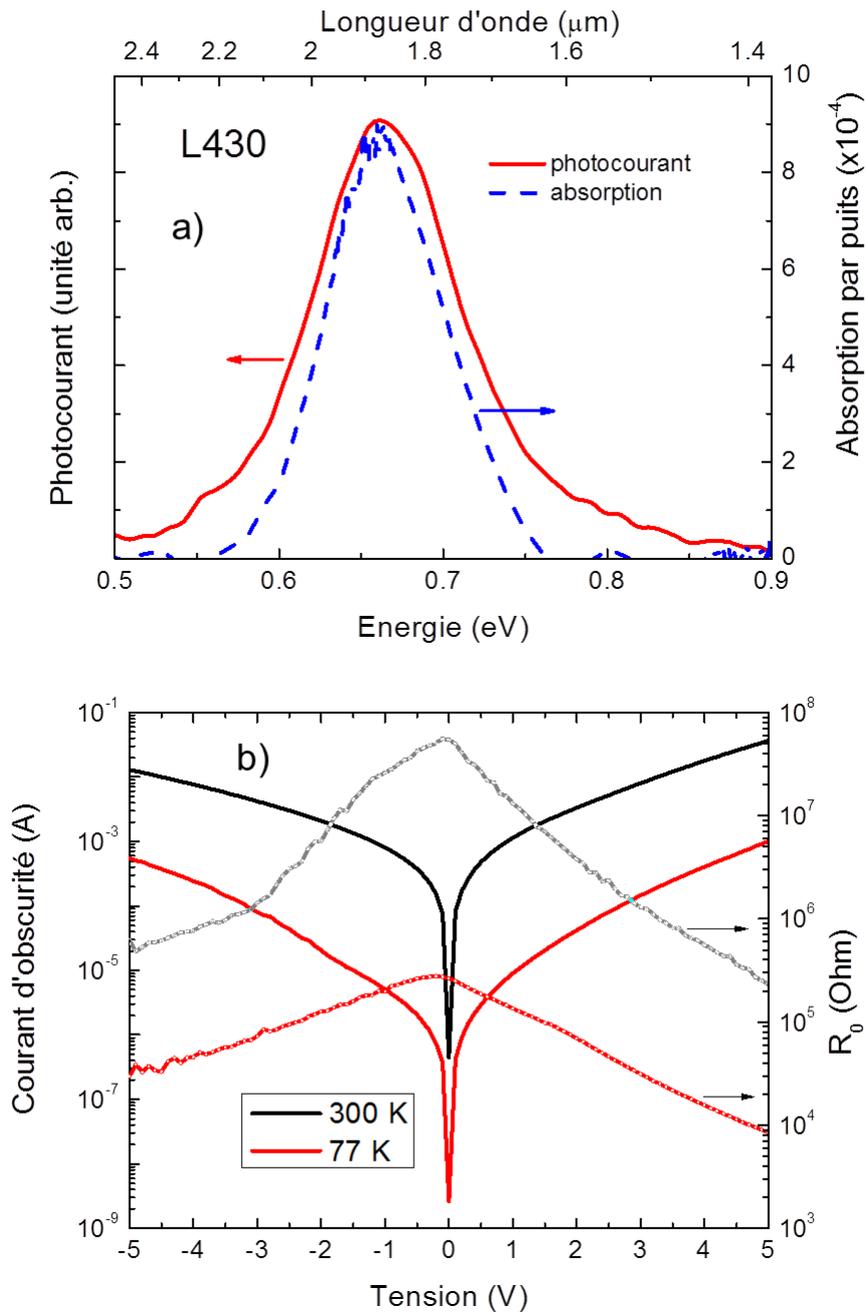


Figure 3.34 a) Spectres d'absorption (en bleu) et de photocourant (en rouge) polarisés *TM*, b) Caractéristiques $I(V)$ et $R(V)$ à 300 K et 77 K de l'échantillon L430.

3.4.3 QCDs dans le *MIR*

Structure 1

La détection entre 3 et 5 μm est très intéressante vu que cette gamme spectrale correspond à la première bande de transparence de l'atmosphère ce qui rend possible les activités d'imagerie. Dans ce paragraphe, je propose deux structures différentes, la première basée sur l'architecture standard d'un QCD et la deuxième est un QCD avec un puits extracteur alliage.

Le premier QCD que j'ai simulé est conçu pour une détection à $3.8 \mu m$. La région active contient 40 périodes comprises entre deux couches épaisses d' $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ dopées à $1 \times 10^{19} cm^{-3}$. Chaque période est constituée d'un puits actif en GaN de $3.12 nm$ d'épaisseur (dopé n à $2 \times 10^{19} cm^{-3}$) et d'un extracteur formé de trois répétitions $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ (4 MC) / GaN (6 MC). Le profil de la BC d'une période avec deux puits adjacents est présenté dans la figure 3.35b. L'énergie de la transition ISB dans le puits actif est de $0.32 eV$. Cette énergie correspond à trois fois l'énergie d'un phonon LO ce qui a pour conséquence de limiter le nombre de puits dans l'extracteur. Les temps de relaxation des électrons photo-excités sont : $\tau_{2B,1A} = 0.046 ps$, $\tau_{2B,3B} = 0.213 ps$, $\tau_{2B,5A} = 0.92 ps$ (pour les notations, voir fig 3.35c). L'efficacité d'extraction de l'état $|2B\rangle$ est $\beta_{2B} = 0.16$. En revanche, l'efficacité de relaxation vers l'état $|5A\rangle$ est 0.04 . Cette valeur est comparable à l'efficacité d'extraction. Pour illustrer ce point, regardons de plus près le profil de bande et la répartition spatiale des fonctions enveloppe. Comme le montre la figure 3.35d, l'état $|2B\rangle$ est délocalisé dans les puits adjacents de part et d'autre du puits actif. La délocalisation dans le puits de droite est favorisée par la barrière de potentiel réduite à cause du champ interne. D'autre part, l'écart en énergie $e_{2B}e_{5A}$ est égal à $200 meV$, qui est de l'ordre du double de l'énergie du phonon LO. Ces deux facteurs font que le canal parasite $e_{2B} \rightarrow e_{5A}$ n'est pas négligeable. Cet échantillon, E2682, a été épitaxié par PA-MBE sur une couche tampon en AlN sur saphir dans l'équipe d'Eva Monroy.

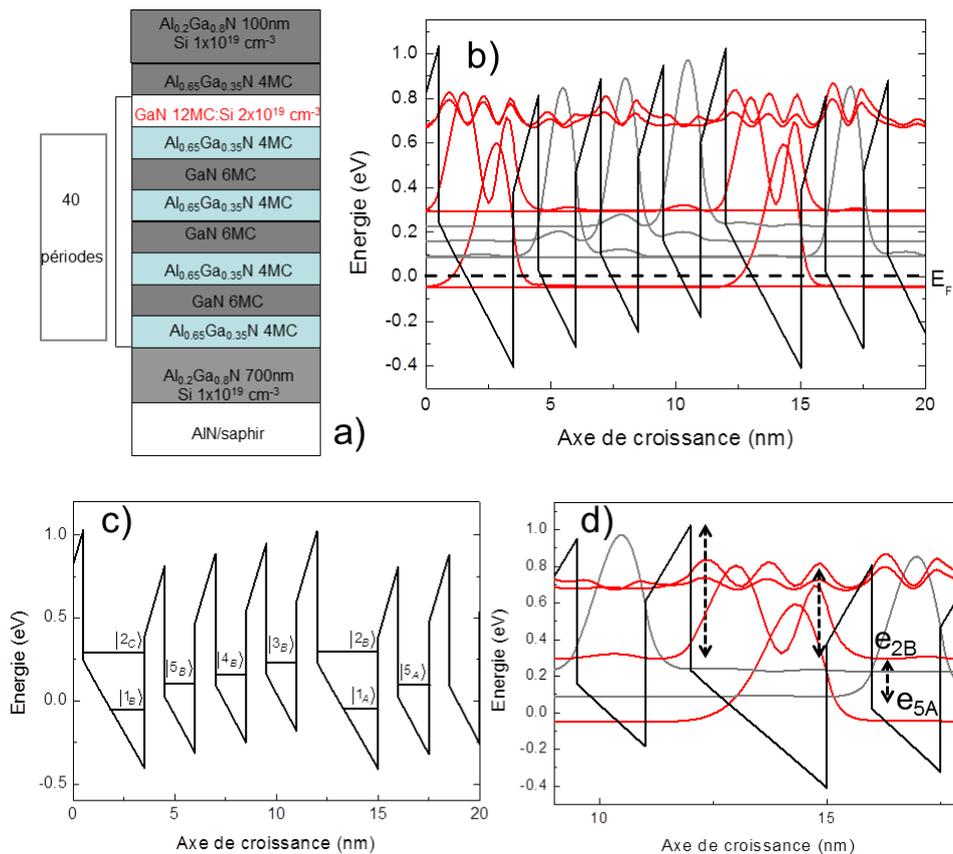


Figure 3.35 a) structure du QCD E2682, b) diagramme de la BC avec le carré des fonctions enveloppe d'une période et de deux puits adjacents à cette période, c) diagramme énergétique et d) profil de la BC du puits actif et ses puits adjacents.

Les mesures de spectroscopie de transmission sur cet échantillon (fig 3.36) révèlent une absorption polarisée *TM* à 0.34 eV (3.6 μm) qui correspond à la transition ISB dans les puits actifs. Cette valeur est en bon accord avec les simulations du diagramme de bande. La largeur à mi-hauteur du pic d'absorption est de 83 meV. L'absorbance par puits (pour une configuration multi-passage) est égal à 4.77×10^{-4} , ce qui correspond à une densité volumique de $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les mesures de photocourant montrent un pic à 3.6 μm polarisé *TM*. Ce pic ne se manifeste qu'à basse température ($T < 80 \text{ K}$). Ceci est probablement lié à l'échappement thermique, à partir du niveau e_{2B} à haute température, et qui a tendance à s'opposer au photocourant à cause des hauteurs des barrières (fig 3.35d). Des études complémentaires sur la réponse du *QCD* et sa détectivité sont en cours.

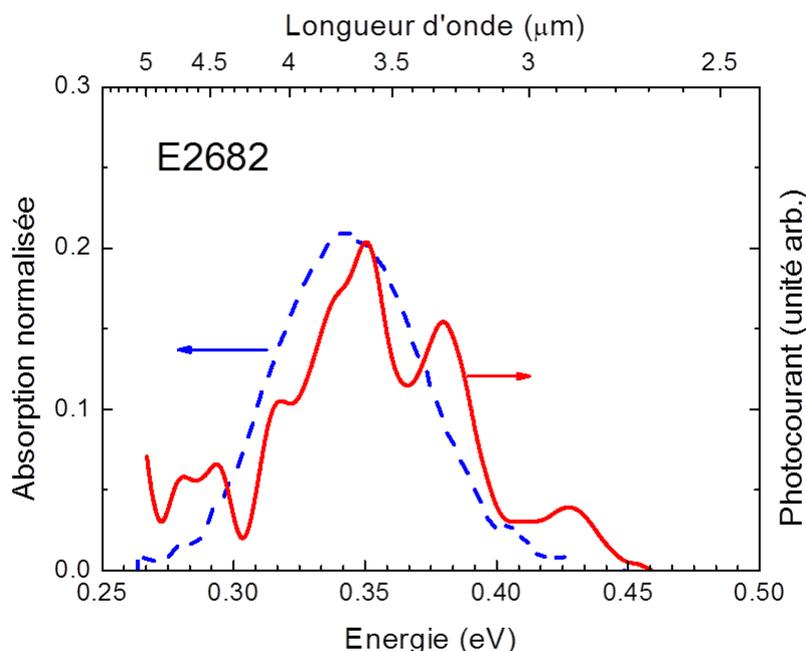


Figure 3.36 Spectre d'absorption (en bleu) et spectre de photocourant (en rouge) polarisés *TM* du *QCD* E2682.

Structure 2

Le deuxième *QCD*, L440, est formé de 40 périodes entre deux couches d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.42}\text{N}$ dopées à $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Le puits actif en GaN a une épaisseur de 12 *MC* et est dopé à $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La transition ISB à l'intérieur de ce puits est à 0.32 eV. Les barrières sont formées d' $\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{N}$. Les épaisseurs ne sont pas identiques, celle à gauche du puits actif est plus épaisse pour réduire les canaux parasites. D'autre part, contrairement au *QCD* E2682, le champ interne dans les barrières privilège le passage des électrons dans le canal photoconducteur. La couche « extracteur » est formée d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ de 20.8 *nm* d'épaisseur. La figure 3.37b représente le diagramme de la BC de deux périodes de la structure active. L'échantillon est épitaxié par NH_3 -*MBE* dans le laboratoire de Nicolas Grandjean sur une couche tampon d'*AlN* sur saphir.

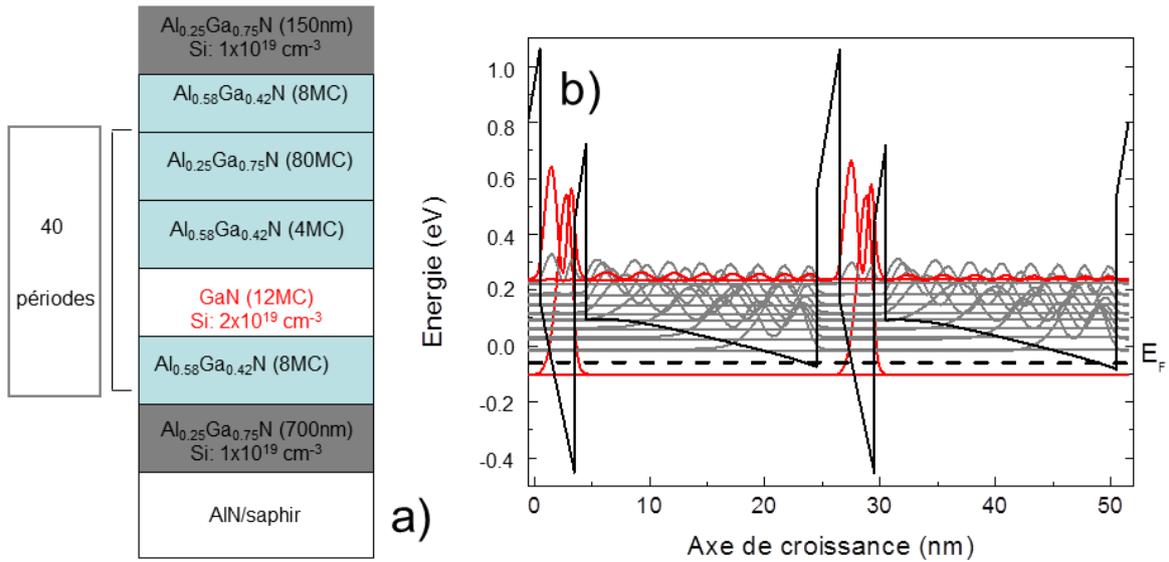


Figure 3.37 a) structure du QCD L440, b) diagramme de la BC avec le carré des fonctions enveloppe de deux périodes adjacentes.

Les premières mesures de spectroscopie réalisées sur cet échantillon (fig 3.38) montrent un pic d'absorption à 0.37 eV (3.4 μm) polarisé *TM*. Cette valeur est en bon accord avec l'énergie e_1 - e_2 dans les puits actifs. La largeur à mi-hauteur du pic d'absorption est 47 meV ce qui correspond à un élargissement relatif $\frac{\delta E}{E} \approx 13\%$. L'absorbance par puits est égale à celle calculée pour l'échantillon E2686 (4.77×10^{-4}). Les mesures de photocourant ne sont pas encore réalisées sur cet échantillon.

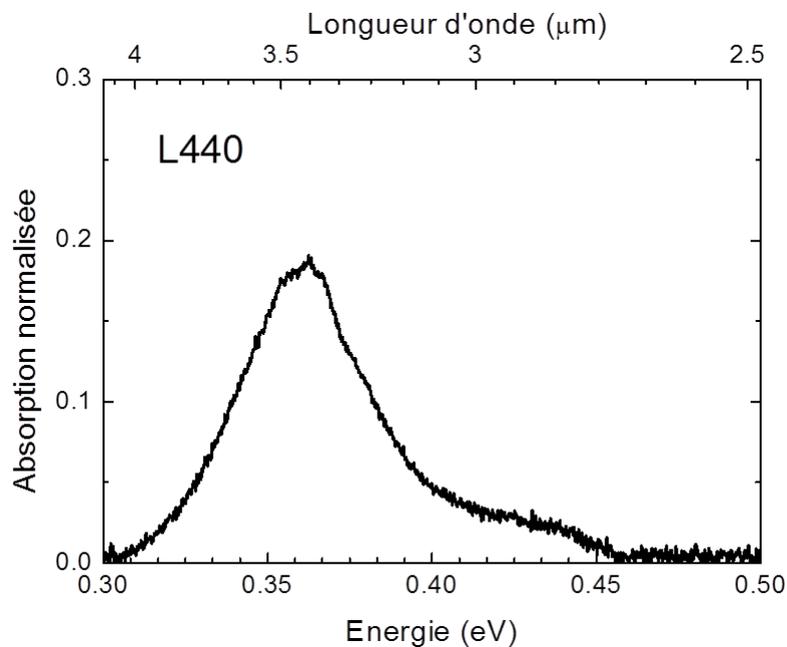


Figure 3.38 Spectre d'absorption polarisé *TM* du QCD L440.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, une nouvelle génération de *QCDs* à base de GaN/AlGaIn a été démontrée dans la gamme spectrale 1–4 μm . La conception, la fabrication, la démonstration et la performance de ces détecteurs ont été discutées.

Le premier *QCD*, E2237, a une réponse spectrale qui couvre les longueurs d'onde des télécommunications 1.3–1.55 μm . La fréquence de coupure intrinsèque de ce *QCD* est de l'ordre de 170 GHz. Cette valeur est calculée à partir des mesures pompe-sonde de saturation résolues en temps. Le deuxième *QCD* détecte à deux longueurs d'onde simultanément (1.7 et 1 μm) grâce aux transitions possibles vers le premier et deuxième état excité du puits actif. La longueur d'onde à 1 μm est la plus courte longueur d'onde détectée dans un détecteur ISB. Le fonctionnement de ces *QCDs* met en évidence l'efficacité du transport électronique assisté par les phonons LO dans ces matériaux. Le dernier *QCD* est une version simplifiée du *QCD* standard où les multiples couches de l'extracteur sont remplacées par un seul puits large. L'extraction dans ce prototype est très efficace grâce au transport tunnel vers les états résonnants du quasi-continuum de l'extracteur. Tous ces détecteurs fonctionnent à la température ambiante.

Pour des applications qui utilisent l'optique intégrée à 1.3–1.55 μm , j'ai réalisé à partir de l'échantillon E2237 des pixels de taille 7×7 et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Ces dispositifs montrent une fréquence de coupure très élevée de l'ordre de 40 GHz. La réponse de ces pixels est largement supérieure à 8 mA/W et leur détectivité est au-delà de 1.7×10^{11} Jones à 300 K.

Les *QCDs* à plus grande longueur d'onde (3.6 μm) montrent une absorption polarisée TM en accord avec les simulations. Les premières mesures de photocourant sur un des échantillons révèlent un signal à basse température.

Chapitre -4- Electroluminescence dans le THz dans les puits GaN

4.1 Le THz.....	92
4.2 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen	92
4.2.1 Réduction de la teneur d'Al dans les barrières	93
4.2.2 Augmentation de l'épaisseur du puits.....	94
4.2.3 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen.....	94
4.3 Les effets à N corps.....	96
4.4 Absorption dans le THz.....	96
4.4.1 Une première tentative.....	96
4.4.2 Les puits à marche	97
4.5 Electroluminescence dans le THz	100
4.5.1 Principe	100
4.5.2 Mesures	102
4.5.3 Interprétation	105
4.6 Conclusion	108

Publications associées à ce chapitre

- S. Sakr, *et al.* "Electroluminescence in GaN/AlGaIn step quantum wells at THz frequencies", (en cours de préparation).
- H. Machhadani, Y. Kutsar, S. Sakr, M. Tchernycheva, R. Colombelli, J. Mangeney, E. Bellet-Amalric, E. Sarigiannidou, E. Monroy, and F.H. Julien. "Intersubband absorption of GaN/AlGaIn step quantum wells at THz frequencies", Applied Physics Letters **97**, 191101 (2010).
- P. Kandaswamy, H. Machhadani, E. Bellet-Amalric, S.Sakr, M. Tchernycheva, F. Julien, and E. Monroy. "Mid-infrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices grown on Si (111) templates", Applied Physics Letters **95**, 141911 (2009).

4.1 Le THz

La gamme TeraHertz (THz) du spectre électromagnétique, longtemps restée peu exploitée, voit émerger aujourd'hui des sources compactes et faciles d'emploi qui offrent de nouvelles opportunités pour les communications de proximité ou les techniques d'imagerie, avec des applications à la sécurité, à l'environnement, ainsi qu'à la médecine et la biologie. En particulier sont apparus des lasers à semiconducteur très prometteurs qui génèrent une émission optique THz au moyen de puits quantiques formant une structure dite à cascade quantique. Les lasers à cascade quantique ou *QCLs* (*Quantum cascade lasers*) basés sur les transitions ISB dans les puits quantiques GaAs/AlGaAs sont à l'heure actuelle les meilleures sources THz compactes délivrant des puissances de quelques dizaines de milliwatts dans la gamme spectrale 1.2 à 5 THz^{[Koh02], [Wil05], [Wil06], [Wal07], [Luo09]}.

Ces lasers ont un handicap de fonctionnement à haute température à cause de l'énergie des phonons LO faible dans le GaAs (36 meV) qui est comparable à $k_B T = 26 \text{ meV}$. La température maximale de fonctionnement (T_{\max}) des *QCLs* est de 195 K et 120 K pour un fonctionnement en mode pulsé et en mode continu respectivement^{[Kum09], [Wil05]}. La raison fondamentale limitant la température de fonctionnement de ces lasers dans le THz est la suivante : les électrons excités thermiquement peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour permettre l'émission de phonons LO. Le mécanisme non-radiatif de relaxation vers la sous-bande fondamentale réduit l'inversion de population et le gain du laser. Les semiconducteurs possédant une énergie élevée des phonons optiques comme les nitrures d'éléments III sont de bons candidats pour s'affranchir de ce problème.

De plus, les nitrures d'éléments III offrent la possibilité de réaliser un laser à cascade fonctionnant dans la gamme 4.6-12 THz qui correspond à la bande Reststrahlen d'absorption du GaAs^[Jov04].

Les transitions ISB dans les puits quantiques GaN/AlGaN peuvent être accordées dans la gamme spectrale 1–12 μm ^[Kan09]. Cela est possible en utilisant des barrières à faible teneur en Al, tout en augmentant l'épaisseur des puits et en diminuant celle de la barrière. Malheureusement cette stratégie est difficile à mettre en œuvre dans la gamme THz. En effet, la minimisation du champ interne implique de très faibles concentrations en Al et de fortes épaisseurs de puits. D'autre part, l'accumulation du dopage résiduel dans le puits se traduit par un décalage vers les hautes énergies de l'absorption ISB dû aux effets à N-corps.

Tous les travaux sur les propriétés ISB des nitrures d'éléments III dans la région THz, publiés à ce jour étaient théoriques. Dans ce chapitre, je présente la première observation expérimentale de l'absorption et de l'électroluminescence ISB dans la gamme de fréquence THz dans le système GaN/AlGaN.

Pour les structures GaN/AlGaN, j'ai étudié des puits quantiques contenant une marche de potentiel. L'idée est de se rapprocher d'un profil de bande plat, pour s'affranchir du champ interne, en jouant sur les concentrations d'Al et sur les épaisseurs des couches.

4.2 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen

Le calcul de profil de bande des puits quantiques GaN montre deux régions dans la dépendance de l'énergie e_{12} avec l'épaisseur du puits (L_p). Pour $L_p < 1.7 \text{ nm}$, l'énergie ISB diminue rapidement avec l'augmentation de l'épaisseur du puits, puis elle diminue plus lentement pour $L_p > 1.7 \text{ nm}$. Pour les puits étroits, c'est l'épaisseur du puits qui régit l'énergie de la transition ISB e_{12} , le champ interne ayant peu d'influence. En revanche, dans le cas des puits larges ($L_p > 1.7 \text{ nm}$), le niveau fondamental et le premier niveau excité sont confinés par le potentiel triangulaire induit par le champ électrique interne. Dans ce cas, c'est le champ qui régit l'énergie de la transition ISB.

Pour accorder la longueur d'onde de transition dans le *MIR (Mid Infrared)*, il faut alors réduire le champ interne dans les puits. En considérant une chute de potentiel nulle d'une période à l'autre, le champ interne dans les puits, F_p , et les barrières, F_b , s'écrivent alors :

$$F_p = -\frac{\Delta P}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{L_b}{L_p + L_b} ; F_b = \frac{\Delta P}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \frac{L_p}{L_p + L_b}. \quad (4.1)$$

L_p et L_b sont les épaisseurs des puits et des barrières respectivement. ΔP est la discontinuité de la polarisation entre le puits et la barrière et ε_0 et ε_r sont les constantes diélectriques dans le vide et dans les matériaux. En se basant sur ces équations, trois facteurs peuvent contribuer à la réduction du champ dans le puits : la diminution du taux d'Al dans les barrières, l'augmentation de l'épaisseur du puits et la diminution de l'épaisseur de la barrière.

4.2.1 Réduction de la teneur d'Al dans les barrières

Trois séries d'échantillons ont été caractérisées pour l'étude de l'accordabilité de la longueur d'onde de transition ISB. La série 1 est un ensemble de 40 périodes de puits quantiques GaN/AlGaN de 3 nm/3 nm épitaxiées sur substrat saphir et GaN/Si (111) ou *HEMT (High Electron Mobility Transistor)* par *PA-MBE* au CEA Grenoble. Le substrat GaN/Si, constitué de couches de type *HEMT* de GaN/AlGaN épitaxiées sur Si(111) est transparent dans le *MIR* (jusqu'à 13 μm) et le lointain IR (à partir de 19 μm). La teneur en Al des barrières varie de 100% pour E1744 jusqu'à 20% pour E1740 par pas de 20% (voir tableau 4.1).

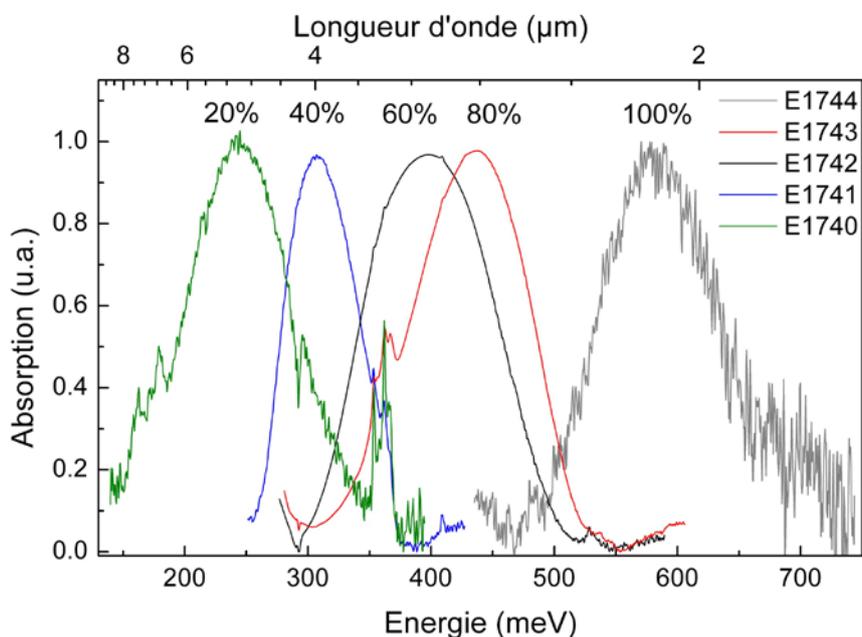


Figure 4.1 Spectres d'absorption ISB en polarisation *TM* mesurés pour des super réseaux GaN/AlGaN de 3 nm/3 nm avec des concentrations d'Al allant de 1 à 0.2 par pas de 0.2.

La figure 4.1 présente les spectres d'absorption ISB de la série 1 en polarisation *TM*. Lorsque la teneur en Al dans les barrières diminue de 100% à 20%, l'énergie d'absorption ISB se déplace vers le rouge. Ces absorptions visibles uniquement en polarisation *TM* sont attribuées à la transition ISB e_1 - e_2 dans les puits quantiques. L'énergie de la transition e_1 - e_2 et la largeur à mi-hauteur pour chaque échantillon sont résumées dans le tableau 4.1.

Echantillon	Teneur en Al	e_1-e_2 meV (λ μm)	FWHM meV
E1744	1	580 (2.13)	105
E1743	0.8	433 (2.86)	104
E1742	0.6	390 (3.18)	118
E1741	0.4	317 (3.9)	106
E1740	0.2	240 (5.16)	90

Tableau 4.1 Energie des pics d'absorption ISB e_1-e_2 de la série 1 avec la largeur à mi-hauteur correspondante.

4.2.2 Augmentation de l'épaisseur du puits

Les échantillons de la série 2 ont la même teneur en Al dans les barrières $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$, mais des épaisseurs de puits différentes de 3 nm et 5 nm. L'épaisseur des barrières est de 3 nm.

La figure 4.2 montre les spectres d'absorption des échantillons E1818 et E1816 en polarisation *TM*. Pour E1818, une absorption ISB est présente en polarisation *TM* à 281 meV (4.4 μm). L'échantillon E1816 montre une absorption ISB à 203 meV (6.1 μm).

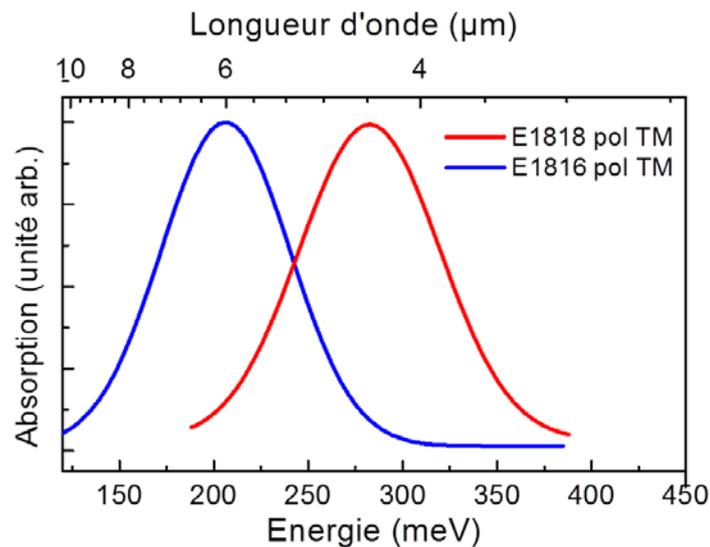


Figure 4.2 Spectres d'absorption à 300 K en configuration multi-passage de E1818 et E1816 en polarisations *TM* et *TE*.

Les résultats obtenus sur la série 1 et 2 montrent que le champ interne dans le puits peut être réduit soit en diminuant la teneur en Al dans les barrières (série 1), soit en augmentant l'épaisseur du puits (série 2). Néanmoins la longueur d'onde de la transition e_1-e_2 maximale obtenue est de 6.1 μm . Pour aller au-delà de 6 μm il faut encore réduire la hauteur des barrières tout en augmentant l'épaisseur du puits.

4.2.3 Accordabilité jusqu'au Reststrahlen

Pour pousser la longueur d'onde de la transition e_1-e_2 au-delà de 6 μm , les barrières sont en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec $x \leq 0.3$ et des épaisseurs de puits supérieures à 5 nm. La région active est épitaxiée sur un substrat GaN/Si(111). Le tableau 4.2 illustre la composition des différents échantillons étudiés de la série 3.

Echantillon	Teneur en Al	L_p (nm)	L_b (nm)
E1820	0.35	5	3
E1826	0.2	5	3
E1980	0.1	6	4
E1979	0.1	7	4

Tableau 4.2 Détails des échantillons de la série 3.

La figure 4.3 montre les spectres d'absorption en polarisation TM de ces échantillons. Ces absorptions sont attribuées à la transition ISB e_1-e_2 . Cette dernière peut être accordée dans la gamme spectrale 4 - 12 μm en utilisant des barrières en AlGaIn avec des concentrations d'Al allant de 35% à 10% et des épaisseurs des puits allant de 5 à 7 nm.

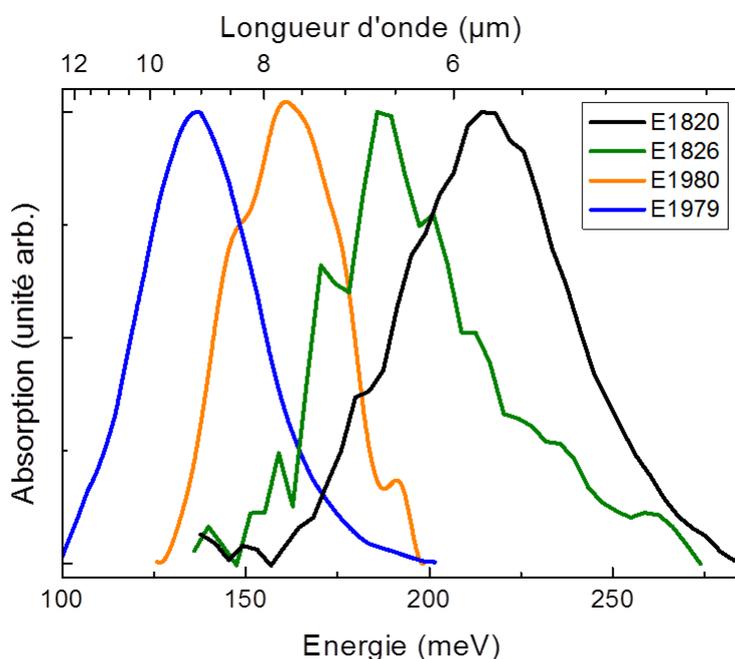


Figure 4.3 Spectres d'absorption ISB dans la gamme spectrale 4-12 μm en polarisation TM de la série 3.

La valeur de l'énergie ISB mesurée ainsi que la valeur de la largeur totale à mi-hauteur sont résumées dans le tableau 4.3. La largeur totale à mi-hauteur des spectres décroît avec l'énergie. Mais le facteur de l'élargissement $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ reste constant, il est compris entre 25% et 27%.

Echantillons	E1820	E1826	E1980	E1979
$e_1 - e_2$ (meV)	215	188	160	136
λ (μm)	(5.8)	(6.6)	(7.8)	(9.1)
FWHM (meV)	52	45	38	37

Tableau 4.3 Energie de la transition ISB e_1-e_2 et la largeur à mi-hauteur correspondante.

4.3 Les effets à N corps

Les effets à N corps modifient considérablement l'énergie de la transition ISB dans le cas de puits quantiques avec une forte concentration en électrons. Il faut donc en tenir compte dans les calculs particulièrement pour des transitions ISB à très faible énergie. Dans la suite je présente un bref aperçu des différents effets existants.

-L'écrantage par les plasmons : Lorsque la densité de porteurs dans un puits quantique est importante, l'absorption ISB ne peut plus être considérée comme une transition à une particule. L'onde électromagnétique induit une excitation collective du plasma d'électrons de la sous-bande fondamentale. Cette oscillation collective des porteurs induit un décalage vers le bleu de l'énergie de la transition par rapport à la valeur trouvée dans le modèle à une particule ^[All93]. Cet effet est appelé l'écrantage par les plasmons (*depolarization shift*).

La modification de l'énergie de la transition dans le modèle à deux niveaux est décrite par la formule ^[All93] :

$$E_{12} = E_{12}\sqrt{1+\alpha} ,$$

où α est donnée par :

$$\alpha = \frac{2e^2 n_s}{\epsilon_0 \epsilon_r E_{12}} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left(\int_{-\infty}^z dz' \psi_1(z') \psi_2(z') \right)^2 .$$

E_{12} est l'énergie de la transition. La valeur de la correction α augmente linéairement avec la densité surfacique des porteurs n_s .

-L'interaction d'échange : Le principe de Pauli se traduit par une répulsion entre les électrons de même spin. Cette interaction a pour effet de baisser l'énergie des sous-bandes fortement peuplées (surtout la sous-bande fondamentale) et donc d'augmenter l'énergie de la transition ISB.

Cet effet peut être pris en compte par l'introduction du terme d'échange dans l'équation de Schrödinger. L'Hamiltonien dans ce cas s'écrit sous la forme ^[Guo09]:

$$H = p \frac{1}{2m(z)} p + V_{pq}(z) + V_H(z) + V_{xc}(z) .$$

Les deux premiers termes constituent l'Hamiltonien à une particule, V_H est le potentiel d'Hartree et V_{xc} est le potentiel d'échange. Ce dernier est donné par ^[Gun76]:

$$V_{xc}(z) = \frac{e^2}{4\pi^2 \epsilon a_B r_s(z)} \left(\frac{9}{4} \pi \right)^{1/3} \times \left\{ 1 + 0.0545 r_s(z) \ln \left[1 + \frac{11.4}{r_s(z)} \right] \right\} ,$$

où a_B est le rayon de Bohr et $r_s = \left(\frac{3}{4\pi a_B^3 \rho_e(z)} \right)^{1/3}$.

Dans le THz, les effets à N corps ne doivent pas être négligés car ces corrections peuvent devenir de l'ordre de l'énergie de la transition ISB. L'effet dominant est l'écrantage par les plasmons ^[Mac11].

4.4 Absorption dans le THz

4.4.1 Une première tentative

Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, l'accordabilité des transitions ISB du *NIR* jusqu'au *MIR* peut être obtenu en augmentant la largeur des puits et en réduisant le pourcentage d'Al dans les barrières. En conservant cette stratégie, j'ai modélisé des structures conçues pour l'absorption dans le THz. Un exemple de structures est montré dans la figure 4.4. Il s'agit de puits GaN de 33 nm d'épaisseur dopés à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avec des barrières en $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ de 2 nm d'épaisseur. Les deux premiers niveaux sont confinés par le champ électrique. Ce dernier

n'est pas linéaire à cause de l'écrantage du champ par les électrons. Ce type de structures présente plusieurs inconvénients. Le premier réside dans la faible force d'oscillateur entre les deux premiers niveaux. Le deuxième inconvénient est l'incertitude sur l'énergie de la transition entre les deux premières sous-bandes. Cette incertitude provient i) de la densité surfacique élevée dans ce puits qui intervient dans les effets à N corps et ii) de la sensibilité de l'énergie e_1 - e_2 au profil du champ dans le puits. Les mesures expérimentales n'ont pas montré d'absorption ISB dans la gamme de fréquence attendue. L'absorption prédite à 17 meV est probablement décalée vers les hautes énergies dans la bande Reststrahlen du GaN à cause de la forte densité surfacique ($3.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

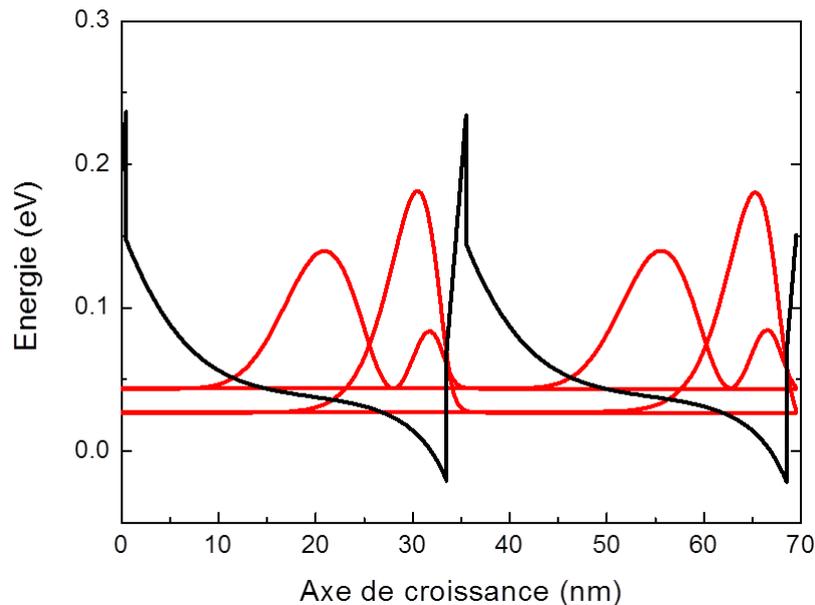


Figure 4.4 Profil de la BC des puits quantiques GaN simples conçus pour des transitions ISB dans le THz.

4.4.2 Les puits à marche

Les puits à marche ont été exploités théoriquement pour la première fois en 1989 dans les arséniures [Yuh89]. Les premiers travaux expérimentaux utilisant des puits à marche ont porté sur la détection IR [Ros89] et la génération de la seconde harmonique [Bou90]. Cette architecture est efficace pour l'observation des transitions ISB dans le THz dans les puits nitrures polaires. En utilisant trois alliages différents, on crée un puits à marche et on peut surtout annuler le champ électrique dans l'une des couches qui correspond à la marche de potentiel (ce qui n'est pas possible avec deux alliages). De cette façon, on s'affranchit des problèmes imposés par le champ électrique interne. En plus, la force d'oscillateur est améliorée par rapport aux puits simples grâce à l'excellent recouvrement des fonctions enveloppe des états e_1 et e_2 .

Un échantillon test a été conçu. La période est constituée d'un empilement $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ (3 nm) / GaN (3 nm) / $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$. Pour cet échantillon, E2261, l'épaisseur d' $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ est de 10 nm. L'épaisseur de la marche permet d'accorder l'énergie de transition ISB. La région active comprend 40 périodes et est prise en sandwich entre deux couches d' $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ afin d'éviter la courbure de profil de bande induite par les charges d'interface. La figure 4.5 montre le profil de bande de conduction de cet échantillon. La couche d' $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ devrait présenter un profil de potentiel plat, mais on remarque une légère courbure due à l'interaction coulombienne entre les électrons et les donneurs ionisés. Le niveau fondamental et le premier niveau excité sont confinés par le puits GaN et la marche en $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$.

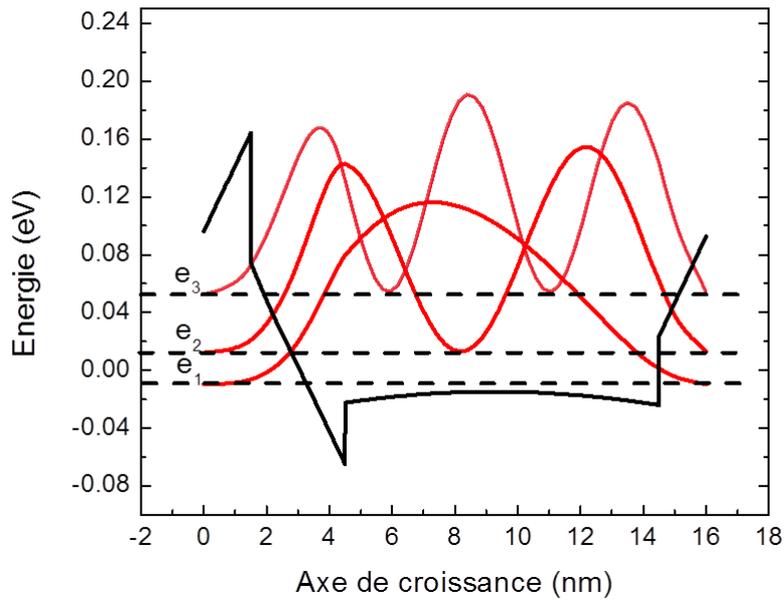


Figure 4.5 Profil de la BC (trait plein noir) et le carré des fonctions envelope (en rouge) pour une seule période de l'échantillon E2261.

La longueur du dipôle est calculée comme étant 2.76 nm pour la transition e_1 - e_2 . En tenant compte des effets à N corps, l'énergie de la transition ISB e_1 - e_2 est calculée à 21 meV (5.1 THz).

Caractérisation structurale

Les échantillons ont été réalisés par *PA-MBE* sur des substrats GaN / Si (111) dans l'équipe d'Eva Monroy. La figure 4.6 montre le diffractogramme $2\theta - \omega$ de l'échantillon E2261 autour de la réflexion (0002) obtenu par Eirini Sarigiannidou à l'INP de Grenoble. Le pic à $2\theta = 34.6^\circ$ correspond au GaN. Les pics (SLi) correspondent aux ordres de diffractions dus à la périodicité de multi-puits quantiques. Ces pics sont clairement visibles jusqu'à l'ordre trois, ce qui démontre la bonne périodicité de la structure. L'épaisseur de la période est $\approx 6\%$ (c-à-d $\approx 1 \text{ nm}$) plus faible que l'épaisseur nominale (16 nm). La teneur en Al est légèrement plus faible que les valeurs nominales (variation de 10%). L'image *TEM* sur la figure 4.6 montre 8 périodes de la région active, la structure est assez régulière, les différentes couches qui constituent la période sont nettement distinguables et sans fissures. Ici l'effet de la contrainte est presque nul parce que le paramètre de maille de l'AlGaIn est proche de celui du GaN.

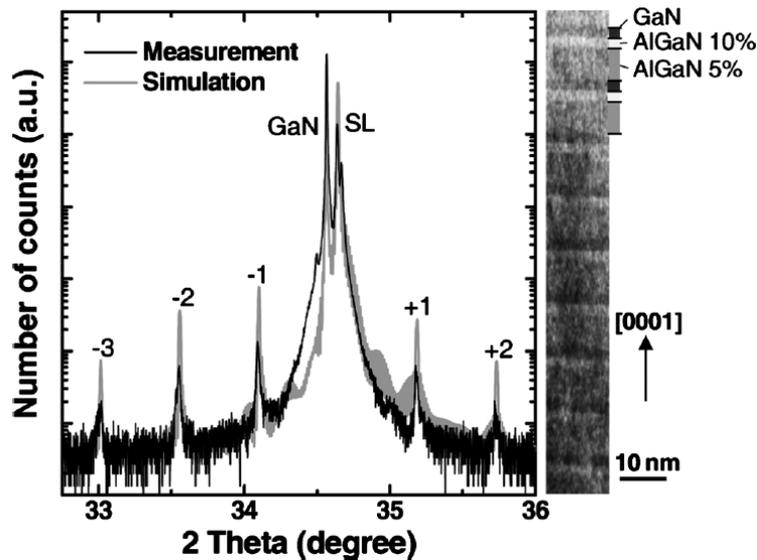


Figure 4.6 Spectre de diffraction des rayons X pour l'échantillon E2261 mesuré et calculé. A droite : une image TEM de 8 périodes de la région active du même échantillon.

Spectroscopie d'absorption

Les mesures de spectroscopie infrarouge dans la gamme THz sont réalisées avec un interféromètre à transformée de Fourier Bruker IFS66, équipé d'une source glow-bar. Pour la détection du signal optique, un bolomètre Si, de la marque QMC Instruments Ltd pour la gamme spectrale 2.5 - 18 THz, refroidi à 4 K est utilisé. L'échantillon a été coupé en deux morceaux de même longueur (3.9 mm). Les facettes opposées de chaque échantillon ont été polies mécaniquement à un angle de 30° pour assurer une réflexion totale sur les interfaces substrat/air et région active/air ainsi qu'une réfraction totale de la lumière incidente dans la région active. Ensuite, les deux morceaux sont plaqués face contre face afin de doubler le nombre de périodes et d'améliorer le signal transmis en doublant la surface d'injection (facette). De plus, cette configuration autorise un meilleur couplage aux transitions ISB dans le THz. En effet, la configuration multi-passage standard utilisée dans le NIR et le MIR, n'est pas favorable dans le THz à cause du facteur $\lambda/n = 43 \mu\text{m}$ (pour $\lambda = 100 \mu\text{m}$) élevé comparé à l'épaisseur de la région active ($\approx 1 \mu\text{m}$). La composante du champ électrique *TM* est nulle à l'interface (air/région active) et donc le couplage avec les puits situés en surface est faible. En revanche, la configuration face à face donne un bon couplage de la composante *TM* du champ dans la région active.

Les mesures de transmission ont été réalisées à 4 K avec les deux morceaux plaqués mécaniquement l'un sur l'autre placés sur le doigt froid du cryostat inséré dans la chambre principale du spectromètre. Afin d'identifier les absorptions ISB, les spectres ont été enregistrés en polarisations *TM* et *TE*. Dans la plage spectrale d'étude 2 – 12 THz, les molécules d'eau H₂O et CO₂ absorbent une bonne partie du signal, ce qui peut nuire à la mesure. Pour remédier à cela, les mesures ont été réalisées après avoir purgé le spectromètre à l'air sec. D'autre part, pour s'affranchir de l'absorption du substrat et des optiques, les spectres de transmission sont divisés par la transmission de deux morceaux de GaN sur Si (111) placés face à face dans la même configuration que l'échantillon. Chaque morceau a une longueur de 3.6 mm et une épaisseur de 0.55 mm.

La figure 4.7 montre le spectre d'absorption en polarisations *TM* et *TE* à 4 K. Une absorption fortement polarisée *TM* est observée. Elle est donc attribuée à une transition ISB. Le pic d'absorption est situé à 4.2 THz (17 meV). L'énergie de transitions ISB est en bon accord avec la simulation qui prédit 5.2 THz (21 meV). La largeur totale à mi-hauteur est de 2.4 THz, ce qui donne des facteurs d'élargissements ($\Delta\lambda/\lambda$) de 54%. D'après les simulations le facteur d'élargissement déduit ne peut pas s'expliquer simplement par la fluctuation d'une monocouche de

l'épaisseur des couches. En effet, en admettant une variation d'une monocouche de l'épaisseur du puits, de la marche et de la barrière de séparation, cela décale la longueur d'onde de transition d'un facteur $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 14\%$. En s'appuyant sur le dopage nominal ($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), l'élargissement est probablement dû à l'interaction électron-électron et électron-impureté. Il est important de signaler que cette absorption ISB disparaît à 300 K. Pour expliquer ce comportement avec la température, il est utile de calculer la position du niveau de Fermi. L'absorbance par puits déduite du spectre de transmission est de 2.75×10^{-3} . En se basant sur la valeur du dipôle calculé et de l'élargissement du pic d'absorption mesuré, on trouve des sections efficaces d'absorption $\sigma_{e_1-e_2} = 1.6 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$. D'après cette valeur, la différence des densités surfaciques entre les deux sous-bandes est $n_1 - n_2 \approx 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ce qui correspond à un niveau de Fermi à 1.7 meV au-dessous du niveau e_2 . On peut alors conclure que la deuxième sous-bande devient peuplée à 300 K, ce qui a pour conséquence d'atténuer l'absorption ISB.

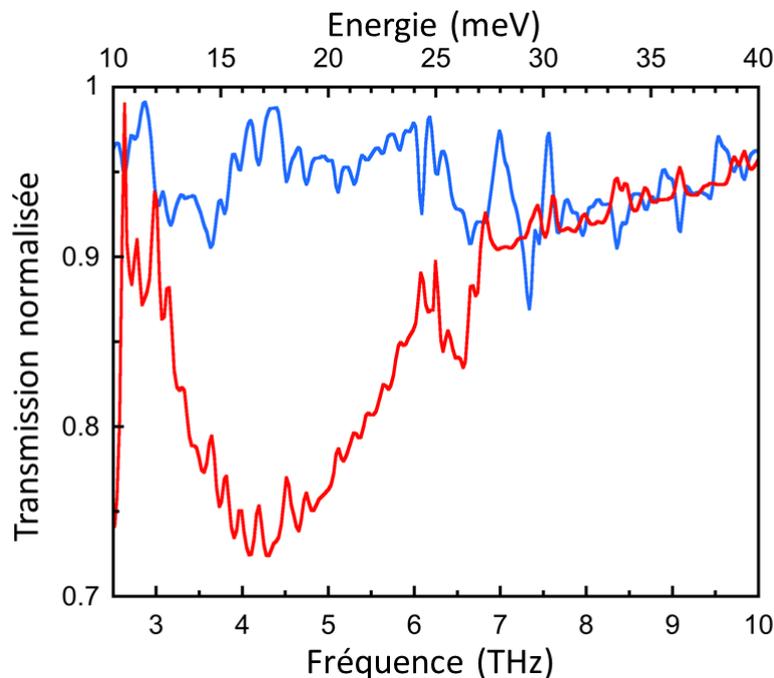


Figure 4.7 Spectres de transmission de l'échantillon E2261 pour des polarisations *TM* (courbe rouge) et *TE* (courbe bleue).

4.5 Electroluminescence dans le THz

4.5.1 Principe

L'électroluminescence ISB est un phénomène de relaxation radiative des porteurs excités électriquement vers une sous-bande de plus basse énergie. Le transport vertical (perpendiculaire au plan des couches) ou le transport dans le plan des couches peuvent conduire à l'observation de l'électroluminescence ISB. Dans le premier mode de transport, l'effet tunnel résonnant ou assisté par phonon LO est responsable de l'injection électronique dans le niveau excité. En revanche, dans le deuxième mode de transport, les effets tunnel n'interviennent pas. En appliquant un champ électrique parallèlement au plan des couches semiconductrices, l'énergie électrique est fournie aux électrons. Les électrons sont accélérés sous l'effet du champ appliqué,

acquièrent une énergie cinétique égale à $E_c = \frac{m}{2} \times (\mu F)^2$ (où μ est la mobilité des électrons dans les puits et F le champ appliqué) et la température électronique augmente. Avec cet excès d'énergie, les électrons peuvent diffuser vers la deuxième sous-bande et relaxer en émettant un photon à l'énergie de la transition e_1 - e_2 comme l'illustre la figure 4.8. Plusieurs processus peuvent être à l'origine du passage vers la deuxième sous-bande. Ces processus sont inélastiques comme les interactions électron-électron ou électron-phonon. Dans le THz, l'écart en énergie entre les sous-bandes étant petit, il est alors possible d'observer l'électroluminescence à partir du transport électronique dans le plan des couches.

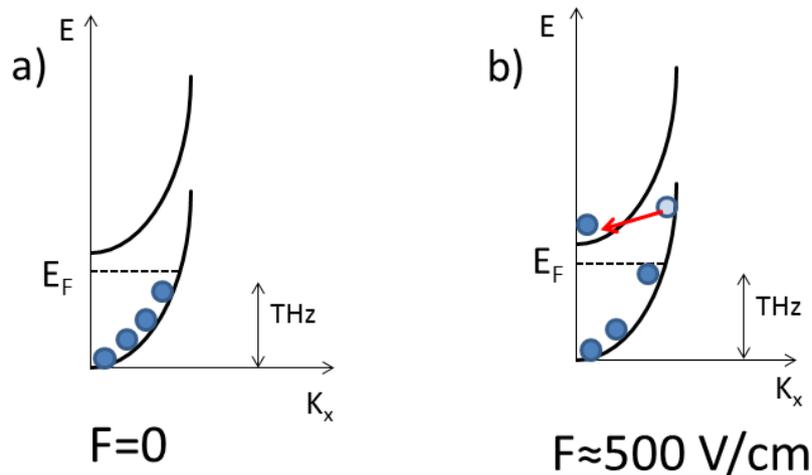


Figure 4.8 Illustration du passage de la sous-bande fondamentale vers la première sous-bande excitée à travers le transport dans le plan des couches : a) situation à l'équilibre et b) situation sous effet d'un champ appliqué dans le plan des couches.

Sous l'effet du champ, deux rayonnements sont alors émis : le rayonnement du corps noir dû à l'effet Joule et l'émission spontanée ISB. En principe, on s'attend à une superposition de ces deux spectres. En revanche, trois grandes différences existent entre ces deux types de rayonnement :

- i) la forme spectrale. Le spectre du corps noir est continu, son intensité suit la loi de Planck,
$$I(\lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}$$
, alors que l'intensité du rayonnement ISB est une lorentzienne (ou gaussienne si l'élargissement n'est pas homogène) centrée à l'énergie de la transition ISB.
- ii) la dynamique d'émission. Le changement de l'émission du corps noir pour une variation de température ΔT est limité par la vitesse de propagation de la chaleur ou la diffusivité thermique dans le GaN. La variation d'amplitude du spectre du corps noir induit par le champ électrique se produit à une fréquence inférieure ou égale au KHz . En revanche, le processus d'émission spontanée est très rapide devant les effets thermiques. Il convient néanmoins que la température électronique du gaz d'électrons bi-dimensionnel (supérieure à celle du réseau cristallin du fait de l'accélération par le champ électrique) donne lieu à une émission corps noir qui, elle, peut être rapide.
- iii) la polarisation du champ électromagnétique. Le rayonnement du corps noir n'est pas polarisé alors que le rayonnement ISB est polarisé TM .

Ces différences fondamentales permettront de distinguer entre ces deux mécanismes radiatifs.

Plusieurs tentatives ont été menées pour l'observation de l'électroluminescence dans le THz dans les puits nitrures d'éléments III. L'équipe de Roberto Paiella à Boston a mesuré un signal d'électroluminescence dans des puits couplés GaN / Al_{0.15}Ga_{0.85}N à 20 K autour de 30 meV [Sud10]. Ce signal est obtenu en appliquant un champ perpendiculaire au plan des couches. Les auteurs proposent une amélioration de la qualité du matériau ainsi qu'une optimisation de la structure afin de confirmer l'origine de ce signal. D'autres études ont été réalisées dans l'équipe de Hirayama au Japon en utilisant une structure à cascade GaN / Al_{0.2}Ga_{0.8}N [Ter10]. Ils affirment l'observation de l'émission spontanée provenant des puits actifs à partir du transport électronique vertical même si la longueur d'onde mesurée ne correspond pas à la transition ISB attendue. Leur signal est mesuré à 7 K avec un *duty cycle* de 0.6%. La largeur à mi-hauteur du spectre est très faible devant l'élargissement attendu des transitions ISB dans la gamme THz.

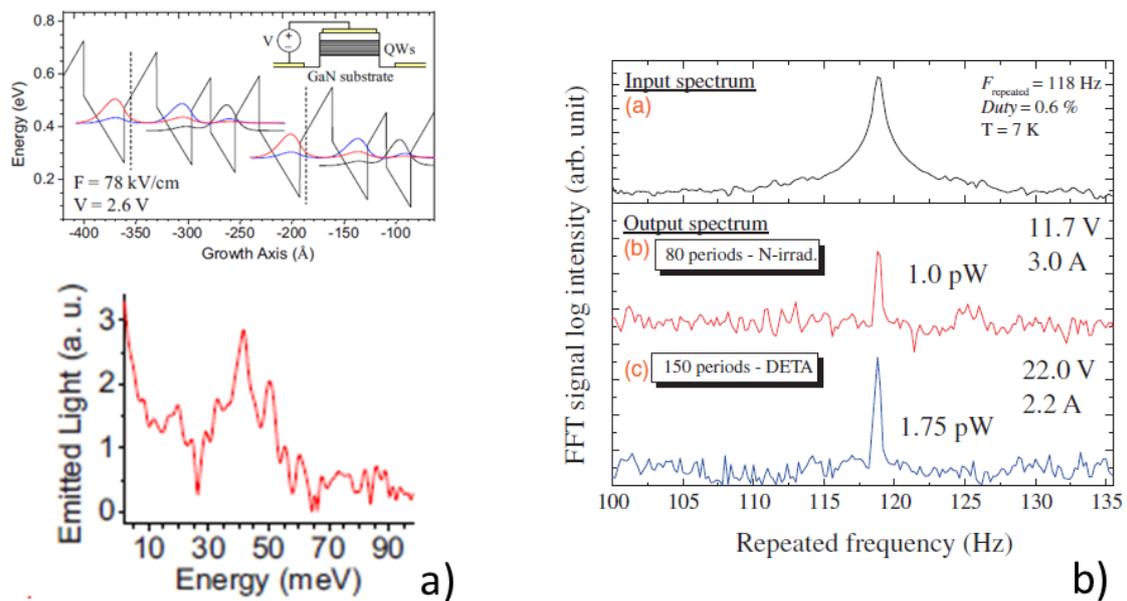


Figure 4.9 a) Le diagramme de la BC de deux périodes adjacentes sous l'application d'un champ d'alignement (en haut) et le spectre d'électroluminescence mesuré à 20 K (en bas) de la structure étudiée dans la référence [Sud10]. b) Le spectre d'électroluminescence pris de la référence [Ter10].

4.5.2 Mesures

Pour les mesures d'électroluminescence, j'ai conçu un masque avec des motifs rectangulaires de largeur 500 μm et de longueur 1 mm. Afin d'éviter qu'une partie du courant passe à travers la couche supérieure d'Al_{0.05}Ga_{0.95}N (de faible résistivité), j'ai procédé à la gravure de cette couche. Dans un deuxième temps, j'ai fabriqué les motifs. Il est important de signaler que la gravure s'arrête au niveau de l'hétérostructure pour éviter aussi que le courant passe dans la couche d'Al_{0.05}Ga_{0.95}N inférieure. Enfin, les contacts métalliques (Ti/Al/Ti/Au) sont déposés aux bords de l'échantillon. La figure 4.10a présente une illustration du dispositif final.

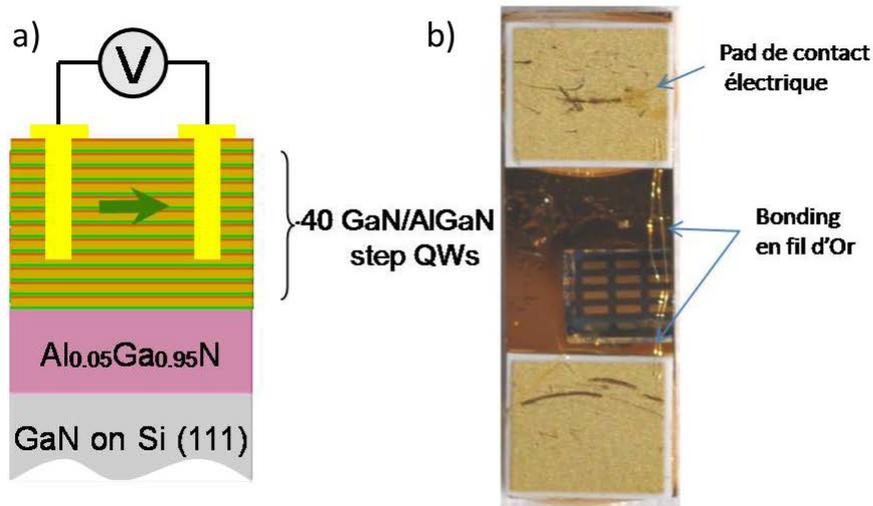


Figure 4.10 a) Schéma illustratif du dispositif après l'étape technologique, b) image microscopique de l'échantillon prêt pour les mesures d'électroluminescence.

Après l'étape technologique, la face latérale de l'échantillon est polie jusqu'à l'obtention d'une rugosité de $1 \mu\text{m}$. Cette rugosité est largement inférieure à la longueur d'onde ISB d'émission, ce qui garantit une bonne extraction de la lumière. Ensuite, l'échantillon est fixé sur un support métallique et connecté à des pads avec des fils d'or comme le montre la figure 4.10b. Les caractéristiques courant-tension en continu (à 300 K) sont mesurées à l'intérieur de la station sous pointes (fig 4.11). Ces caractéristiques sont linéaires et symétriques autour de 0 V . Le comportement linéaire montre que les contacts sont parfaitement ohmiques. La symétrie autour de 0 V est attendue vu que la conductivité dans les puits quantiques ne dépend pas du signe de la tension. La résistance des dispositifs est 200Ω à 300 K .

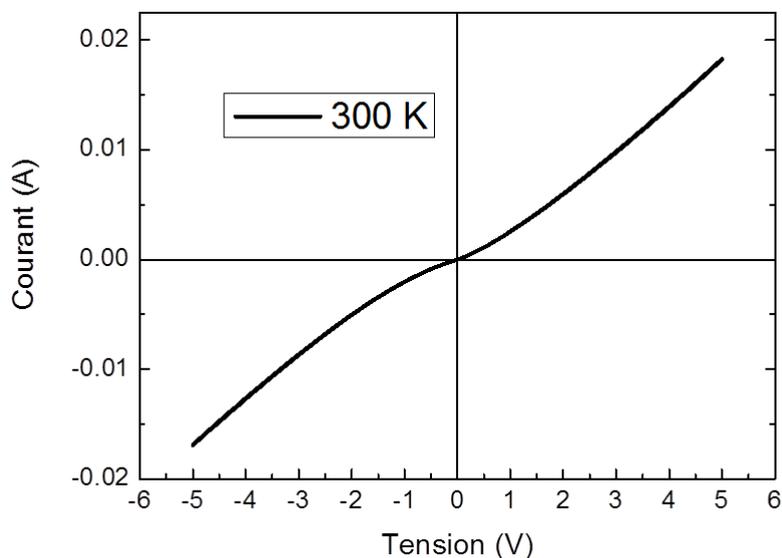


Figure 4.11 Caractéristiques courant-tension à 300 K de l'échantillon E2261.

Pour les mesures d'électroluminescence, l'échantillon est placé dans un cryostat. Le montage est identique à celui utilisé pour les mesures de spectroscopie de transmission (voir paragraphe précédent). La position de l'échantillon correspond au foyer d'un miroir parabolique placé en face du cryostat. Un deuxième miroir parabolique va diverger le faisceau à l'entrée du *FTIR*. Le cryostat et les deux miroirs sont placés dans une enceinte purgée à l'azote afin d'éliminer les raies fines d'absorption de la vapeur d'eau. A la sortie du *FTIR*, le

faisceau est convergent avant d'être collecté par le détecteur. Le montage expérimental est illustré dans la figure 4.12.

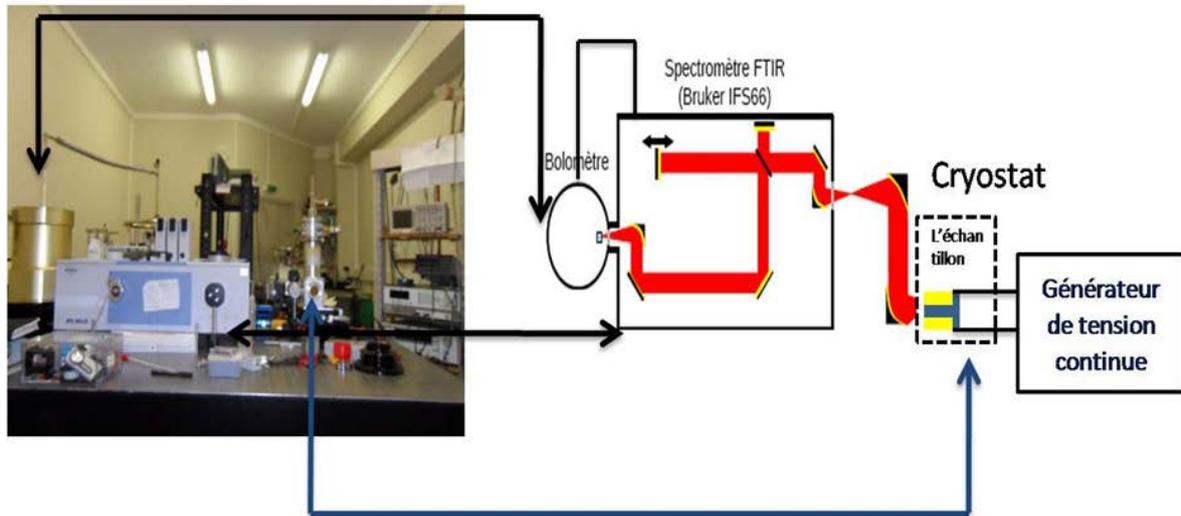


Figure 4.12 Montage expérimental pour les mesures d'électroluminescence.

Dans un premier temps, l'émission de la source glow-bar a été mesurée (fig 4.13 en pointillé). Ce spectre, qui n'est autre que le rayonnement d'un corps noir normalisé par la réponse spectrale du bolomètre, nous servira de référence pour les mesures d'électroluminescence.

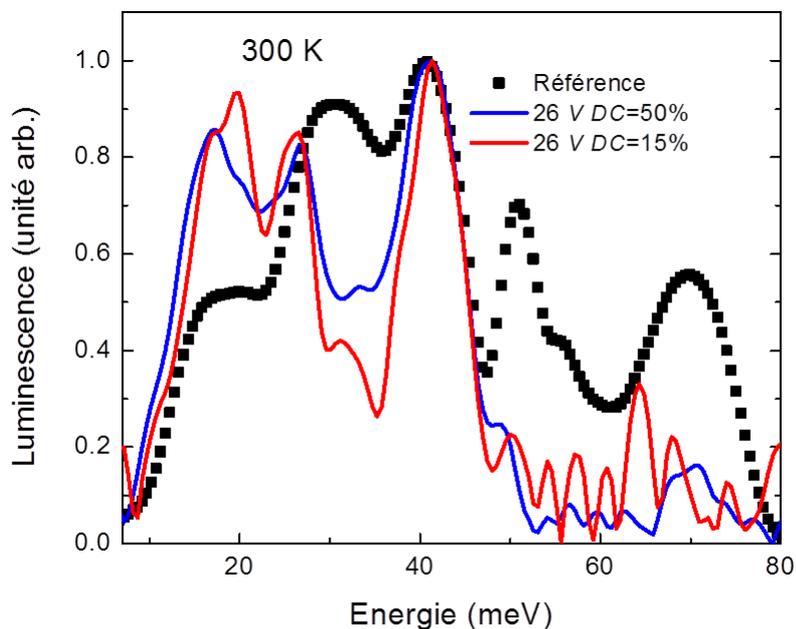


Figure 4.13 Spectre de référence (en pointillé) et spectres d'électroluminescence de E2261 en *step scan* à la fréquence 367 Hz pour deux valeurs de *duty cycle*.

Ensuite, l'échantillon est polarisé par un générateur Agilent 8114A qui fonctionne en mode pulsé avec une fréquence de 3 MHz modulée à une fréquence de répétition de 367 Hz limitée par la bande passante du bolomètre. Le signal est mesuré avec une détection synchrone avant d'être envoyé à la carte électronique du logiciel d'acquisition OPUS. Les spectres sont mesurés en mode *step scan* à la fréquence de 367 Hz. La mesure

impulsionnelle permet de mettre en évidence les phénomènes de l'émission spontanée ISB en s'affranchissant en grande partie des effets de chauffage. Les spectres en rouge et en bleu de la figure 4.13 correspondent à deux valeurs de *duty cycle* (*DC*) différentes. En réduisant le *DC* (tout en gardant une valeur élevée pour accélérer suffisamment les électrons), on atténue l'effet Joule dans l'échantillon. Le spectre bleu de la figure 4.13a représente l'électroluminescence de l'échantillon sous une tension de 26 V (correspondant à un courant de 200 mA) avec un *DC* de 50%. On remarque sur ce spectre une allure différente du spectre de corps noir. Le signal diminue entre 29 et 34 meV et au-delà de 50 meV. Pour un *DC* de 15% et pour une même tension appliquée (fig 4.13 spectre rouge), la diminution du signal est plus forte sur la même plage de fréquence. En réduisant le chauffage, on peut clairement remarquer une diminution du signal du corps noir et une apparition de deux pics autour de 18 et 40 meV. Afin d'identifier l'origine de ces deux pics, j'ai mené une étude en polarisation des spectres d'électroluminescence à basse température. L'intérêt des mesures à basse température réside dans la diminution du signal de corps noir provenant de tout l'échantillon. Dans la suite, l'échantillon est refroidi à 77 K et un polariseur linéaire est placé sur le trajet optique du faisceau émis. La figure 4.14a montre les spectres mesurés pour les deux polarisations pour une tension appliquée de 26 V avec un *DC* de 40%. On peut remarquer que pour une polarisation *TM*, le signal est deux fois plus élevé. La différence entre les deux faisceaux (fig 4.14b) montre deux pics à 18 et 40 meV.

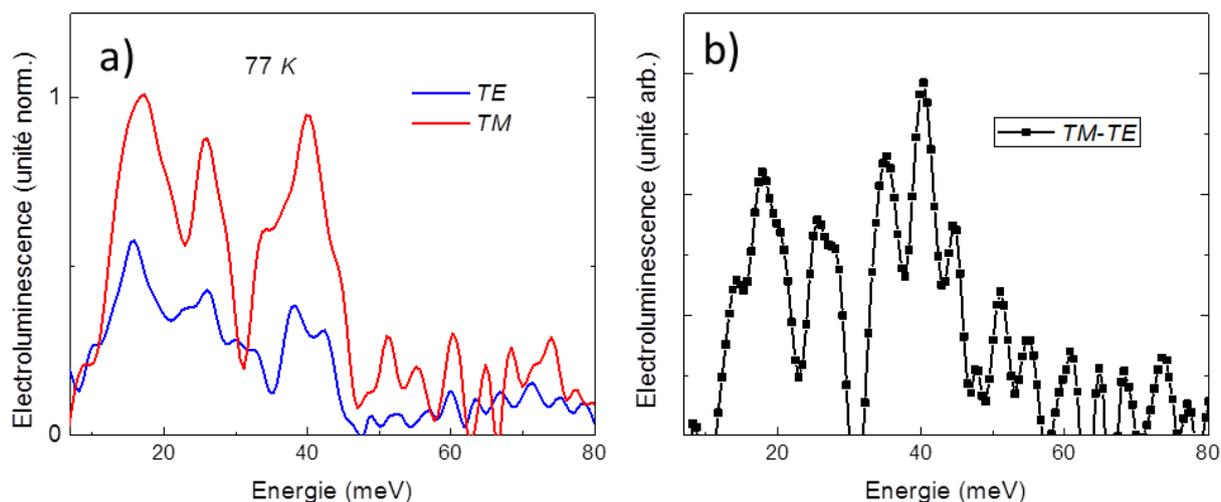


Figure 4.14 a) Spectres d'électroluminescence à 77 K polarisés *TE* et *TM* et b) Spectre *TE* soustrait du spectre *TM*.

4.5.3 Interprétation

Afin de déterminer l'origine de ces deux pics, il est important de comparer les spectres d'absorption et d'électroluminescence polarisés *TM* (fig 4.15). On remarque que les pics à basse énergie se superposent tandis que le pic à 40 meV est présent juste sur le spectre d'électroluminescence. Le pic de luminescence à 18 meV peut alors être attribué à l'émission provenant de la relaxation radiative de e_2 à e_1 . D'autre part, si on se réfère au diagramme de bande de la structure, on distingue 3 niveaux par période tels que $e_{12} = 21$ meV, $e_{13} = 61$ meV et $e_{23} = 40$ meV. Les longueurs des dipôles attribués à ces transitions sont $d_{12} = 2.76$ nm, $d_{13} = 0.38$ nm et $d_{23} = 5$ nm. Plusieurs constats peuvent être tirés à partir de ces valeurs :

- i) l'absorption à partir du niveau e_1 vers le niveau e_3 est très peu probable,
- ii) la relaxation radiative du niveau e_3 au niveau e_2 est très efficace,
- iii) l'énergie de transition e_3 - e_2 est en résonance avec le deuxième pic d'électroluminescence observé.

Il est alors très probable que le deuxième pic provient de l'émission radiative à partir du niveau e_3 vers e_2 . Afin de confirmer cette hypothèse, il faut vérifier si les électrons ont suffisamment d'énergie pour passer à cette sous-bande. Si on considère une mobilité électronique de $\mu = 1000 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ (puits dopés à $1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), l'énergie cinétique acquise par les électrons, pour un champ appliqué $F \approx 500 \text{ V/cm}$, est $E = \frac{1}{2}m(\mu F)^2 = 160 \text{ meV}$. Cette valeur est supérieure à l'écart en énergie $e_3 - e_F = 42 \text{ meV}$, et donc les électrons ont assez d'énergie pour atteindre le niveau e_3 . Le deuxième pic est bien approprié à l'électroluminescence de e_3 vers e_2 .

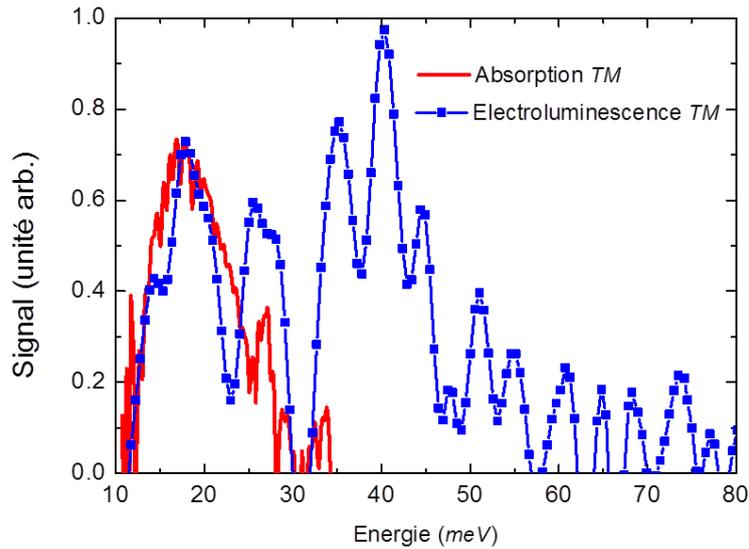


Figure 4.15 Spectre d'électroluminescence à 77 K (en bleu) et spectre d'absorption à 4 K (en rouge) polarisés *TM*.

Je présente enfin les résultats obtenus sur un deuxième échantillon, E2320, avec une marche de potentiel de 15 nm, élaboré par *PA-MBE* dans l'équipe d'Eva Monroy. Les figures 4.16a et 4.16c montrent le profil de bande et la structure de l'échantillon. Au vu du dopage nominal, la concentration de porteurs est estimée à $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ce qui implique que la sous-bande e_2 est peuplée même à basse température.

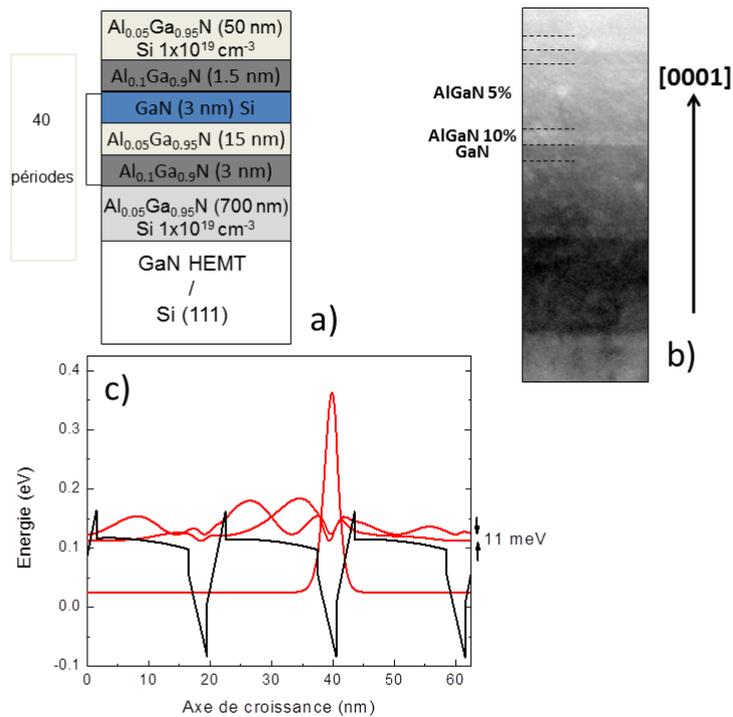


Figure 4.16 a) Structure de l'échantillon E2320, b) Image TEM de cet échantillon, et c) profil de la BC de 3 périodes consécutives avec le carré des fonctions enveloppe de la deuxième période.

La figure 4.17 montre le spectre de transmission à 4 K en polarisation TE et TM de l'échantillon. On observe une absorption ISB piquée à 2.1 THz attribuée à la transition e_2e_3 en accord avec les simulations (2.6 THz). La courbe en rouge montre aussi le spectre d'électroluminescence TM-TE du même échantillon à 300 K. La concordance avec le spectre de transmission confirme qu'il s'agit bien de l'électroluminescence ISB $e_3 \rightarrow e_2$.

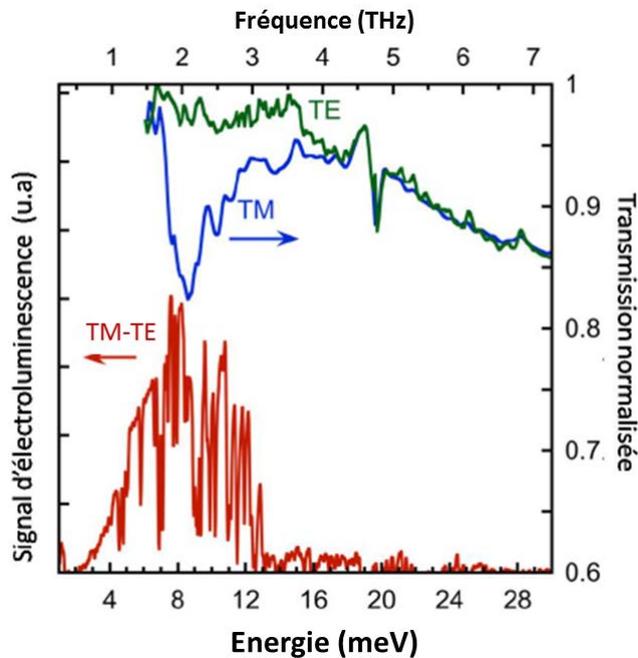


Figure 4.17 Spectre de transmission polarisé TM (en bleu) et polarisé TE (en vert). Spectre d'électroluminescence TM-TE à 300 K.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté une étude systématique de l'accordabilité de la longueur d'onde de la transition ISB dans les puits GaN polaires. Des mesures d'absorption ont confirmé la présence du confinement dans le *MIR* jusqu'au Reststrahlen du GaN. J'ai aussi montré que pour contrôler le confinement aux grandes longueurs d'onde, il faut changer l'ingénierie des puits quantiques et utiliser des puits à marche. Dans de telles structures, on a observé l'absorption ISB à 4.2 THz. Dans la dernière partie de ce chapitre, j'ai présenté une première démonstration de l'électroluminescence ISB dans ces puits à 4.2 et 9.1 THz provenant des deux transitions e_3e_2 et e_2e_1 . La luminescence est obtenue à travers un transport électronique dans le plan des couches. Ces résultats sont confirmés par l'observation d'une électroluminescence à 2.1 THz dans un échantillon avec une marche de potentiel plus épaisse en accord avec les mesures d'absorption ISB.

Conclusion et Perspectives

Ce travail de thèse est centré sur l'étude des propriétés intersousbandes électroniques et optiques des hétérostructures à puits quantiques GaN/AlGaN et leurs applications à des dispositifs optoélectroniques dans la gamme spectrale allant du proche-infrarouge au domaine de fréquence THz.

Dans le chapitre 1, j'ai rappelé les généralités sur les propriétés électroniques et optiques du GaN et de l'AlN, avec en particulier : la discontinuité de potentiel élevée dans la bande de conduction, la présence du champ interne et le couplage électron phonon très efficace dans ces matériaux. J'ai décrit ensuite les méthodes de calcul et les outils de simulation qui m'ont permis de simuler le diagramme de bande et les fonctions d'onde électroniques de la totalité des structures présentées dans la suite de ce manuscrit.

Le chapitre 2 porte sur l'étude du transport électronique quantique dans les diodes à effet tunnel résonnant (DTR) et les superréseaux de courte période. Pour la modélisation du transport dans les DTRs, j'ai utilisé un modèle basé sur la méthode des matrices de transfert. J'ai montré à partir de ce modèle que la présence de résistances différentielles négatives dans la caractéristique courant-tension dépend fortement du signe de la tension appliquée. Le deuxième point important à souligner est que l'amplitude des résistances différentielles négatives augmente avec le confinement de l'état résonnant dans le puits dans la limite du transport cohérent. Ces prédictions théoriques sont déjà observées dans les nanofils hétérostructurés à base de GaN/AlN exempts de dislocations. La situation dans les DTRs nitrures en couches minces est plus compliquée. Les mesures électriques que j'ai réalisées sur différentes structures DTR montrent des résistances différentielles négatives accompagnées d'un hystérésis de courant. J'ai aussi mené une étude en température qui montre que ces effets sont corrélés et s'atténuent d'une façon régulière en baissant la température jusqu'à disparaître complètement. J'ai interprété ce comportement comme étant des instabilités de courant dues au piégeage et dépiégeage des électrons dans les défauts de l'hétérostructure. Dans la suite de ce chapitre je rapporte les résultats que j'ai obtenus sur le transport dans des hétérostructures à multi-puits quantiques. Il s'agit principalement de l'observation de multiples résistances différentielles négatives à la fois reproductibles et sans aucune signature d'hystérésis. En m'appuyant sur le modèle de Kazarinov et Suris, j'ai mis en évidence que ces effets sont liés à des anti-croisements de niveaux fondamentaux et excités appartenant à des puits adjacents.

Les perspectives de ce travail portent sur une étude plus pointue sur le rôle des défauts dans les DTRs. Des techniques de mesure de courant résolu spatialement comme la microscopie à force atomique en mode conducteur, peuvent être d'une grande utilité pour la compréhension du comportement électrique de ces défauts. D'autre part, comme l'ont montré mes travaux sur les détecteurs à cascade quantique la diminution de taille des dispositifs peut aussi contribuer à la réduction des défauts. Enfin, les premiers résultats obtenus sur le transport dans les superréseaux constituent une étape importante vers la démonstration de lasers à cascade quantique.

Le troisième chapitre porte sur l'étude d'une structure plus complexe, le détecteur à cascade quantique à base de GaN/AlGaN. J'ai développé deux séries de QCDs dans le proche infrarouge. Dans la première série, le transport électronique dans l'extracteur s'effectue par saut entre états localisés en résonance avec un phonon LO. Le premier QCD basé sur ce principe, couvre les longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique à 300 K. Par une technique de spectroscopie femtoseconde, j'ai montré que la fréquence de coupure intrinsèque de ces QCDs est de l'ordre de 170 GHz. Pour développer des dispositifs ultrarapides, j'ai fabriqué des QCDs sous forme de mesas de taille micrométrique (7×7 et $10 \times 10 \mu m^2$) et mesuré une fréquence de coupure voisine de 40 GHz. J'ai montré que la réponse de ces détecteurs était considérablement exaltée en bénéficiant de la propagation guidée dans le plan des couches. La réponse de ces QCDs sans tenir compte des pertes de

couplage élevées est trouvée supérieure à 7.8 mA/W et leur détectivité est au-delà de $1.47 \times 10^{10} \text{ Jones}$ à 300 K . Le deuxième QCD que j'ai conçu, fabriqué et étudié est un détecteur à deux couleurs qui fonctionne simultanément à deux longueurs d'onde: 1.7 et $1 \mu\text{m}$. Cette dernière valeur est la plus courte longueur d'onde rapportée pour un détecteur ISB.

J'ai ensuite proposé et démontré que l'on pouvait grandement simplifier la conception des QCDs nitrures en remplaçant l'extracteur à multi-puits quantiques par une couche épaisse d'alliage AlGaIn. Cette version de QCDs présente des avantages majeurs par rapport aux QCDs standards : une croissance simplifiée, une moindre sensibilité aux fluctuations d'épaisseur et une réponse intrinsèque encore plus rapide. J'ai montré que ces QCDs assurent une efficacité d'extraction très élevée grâce au couplage résonnant avec le quasi-continuum de l'extracteur. La réponse obtenue sur un échantillon test faiblement dopé est de $49 \mu\text{A/W}$ à 300 K (pour un angle d'incidence à 18.7° dans la région active), ce qui correspond à une efficacité d'extraction record de 60% et un temps d'extraction des électrons photoexcités d'environ 90 fs . Dans la dernière partie de ce chapitre, je discute la conception de QCD GaN pour le moyen-infrarouge ($3.8 \mu\text{m}$) et montre les premiers résultats de caractérisation.

La détectivité, une des figures de mérite des QCDs, est calculée en utilisant le modèle de la cascade thermalisée. Un écart important entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales est trouvé. J'explique cette différence par la présence des canaux de fuite dans ces structures qui limite la réponse du QCD et augmente son bruit. Mes calculs montrent qu'une amélioration de deux ordres de grandeur sur les réponses obtenues est possible en éliminant ces canaux de fuite.

A partir de ces résultats je peux identifier plusieurs voies dans lesquelles il serait intéressant de poursuivre le travail de recherche sur ce composant :

- i) L'amélioration des performances qui porte sur l'optimisation de l'efficacité quantique et la minimisation du bruit. Une augmentation de l'efficacité peut être obtenue en fabricant un réseau de diffraction (DFB du deuxième ordre) à la surface du QCD et en concevant la structure pour permettre une propagation guidée dans le plan des couches afin de bénéficier d'un meilleur couplage de la lumière TM avec les transitions ISB dans les puits actifs. En même temps, une cavité de taille réduite permet de diminuer le nombre de défauts ce qui engendre l'atténuation des canaux de fuite.
- ii) L'accordabilité de la détection à des grandes longueurs d'onde, notamment à $3-5 \mu\text{m}$ et dans le THz. Ces deux gammes spectrales manquent de détecteurs ultrarapides. Les QCDs GaN à large extracteur (alliage) peuvent être les meilleurs candidats pour ce domaine de recherche.

Dans le quatrième chapitre, j'expose les travaux menés au début de ma thèse sur l'accordabilité de l'absorption ISB du proche IR jusqu'au Reststrahlen du GaN. J'illustre par la suite la difficulté à accorder les résonances ISB dans la gamme THz en utilisant des puits simples en GaN/AlGaIn. Je montre que l'utilisation de puits quantiques à marche de potentiel permet de s'affranchir de cette difficulté. L'idée sous-jacente est d'annuler le champ interne dans la marche de potentiel pour se rapprocher d'un profil de bande plat, ce qui permet d'accorder l'absorption ISB dans le THz et maximiser le dipôle de transition. Basé sur cette ingénierie, je présente les premières mesures de l'absorption ISB à 2.1 et 4.1 THz dans des échantillons formés de 40 périodes. Sur ces mêmes échantillons, j'ai réussi à observer l'électroluminescence dans le THz provenant de la relaxation radiative entre les états confinés des puits à marche sous injection électrique dans le plan des couches.

Une des principales perspectives de ce travail est bien entendu la démonstration de détecteurs mais aussi de lasers à cascade quantique dans le THz. Il a été prédit que grâce à la grande énergie du phonon optique dans le GaN, ces lasers à cascade quantique pourraient fonctionner bien au-delà de la température ambiante ainsi que dans une gamme spectrale (5-12 THz) qui ne peut pas être couverte par les semiconducteurs usuels.

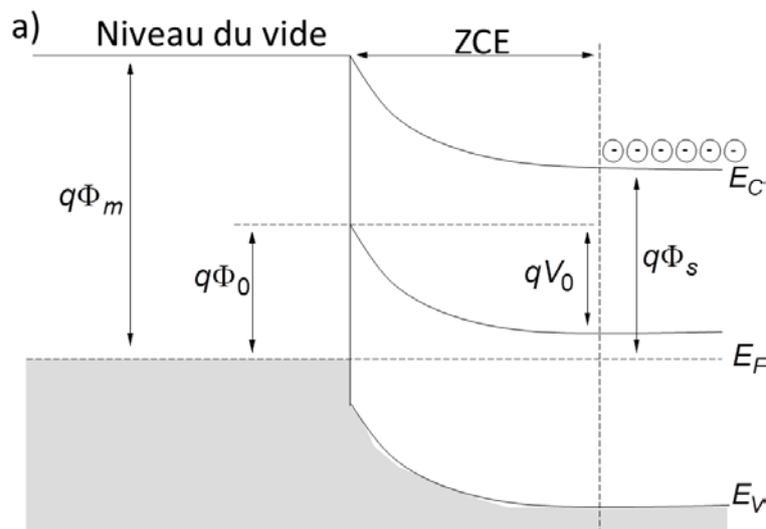
Annexe -A- Les contacts électriques

Contact Ohmique et Schottky

A l'équilibre thermodynamique, lorsqu'un semiconducteur et un métal sont en contact, les niveaux de Fermi des deux matériaux doivent être alignés pour respecter la neutralité électrique. La différence des travaux de sortie (le travail de sortie étant la différence entre le niveau du vide et le niveau de Fermi) entre le métal et le semiconducteur fait que, pour que les niveaux de Fermi soient alignés, les bandes de valence et de conduction se courbent. Deux cas se présentent alors pour un semiconducteur de type n :

- i) le travail de sortie des électrons du métal $q\Phi_m$ est supérieur au travail de sortie du semiconducteur $q\Phi_s$ (fig A.1a). Dans ce cas, une barrière de potentiel se forme à l'interface et une zone de charge d'espace (ZCE) apparaît dans le semiconducteur. Le contact est dit Schottky car suivant le signe de la tension appliquée à la jonction métal-semiconducteur, le niveau de Fermi du semiconducteur E_{Fs} sera en dessous ou au-dessus du niveau de Fermi du métal E_{Fm} accentuant la barrière de potentiel V_0 dans un cas ou au contraire, permettant aux électrons de circuler vers le métal.
- ii) le travail de sortie du métal est inférieur au travail de sortie du semiconducteur (fig A.1b). Il n'y a plus de zone dépourvue d'électrons et le contact est ohmique. Les charges peuvent circuler aussi bien en direct qu'en inverse, autrement dit la caractéristique courant-tension $I(V)$ de ce type de contact est linéaire.

Cette dernière situation est rarement vérifiée. En effet, l'affinité électronique du GaN est de 4.1 eV, tandis que les travaux de sortie des métaux sont en général supérieurs. La solution consiste à avoir une zone où le dopage est assez élevé au niveau de l'interface, afin d'y avoir une accumulation d'électrons, ce qui permet de réduire l'épaisseur de la ZCE et de faciliter son franchissement par effet tunnel.



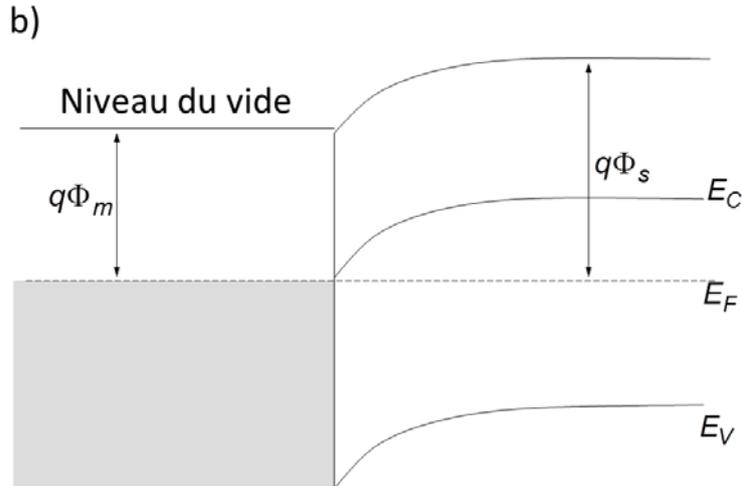


Figure A.1 Diagramme de bande du métal-semiconducteur lorsque $q\Phi_m > q\Phi_s$ (a) et pour le cas inverse (b)

La structure typique des contacts ohmiques dans les matériaux III-nitrides consiste en un empilement Ti/Al/Ti/Au. Le recuit est aussi une bonne solution pour améliorer le contact ohmique. Lors du recuit, les atomes d'azote du GaN diffusent vers le Titane pour former une couche de TiN^[Rou96]. Cette exodiffusion des atomes d'azote laisse des lacunes N dans les couches de surface du GaN. Ces lacunes ont la propriété d'être des dopants de type n. Le titane a de plus la propriété d'avoir un travail de sortie relativement petit, garantissant ainsi une faible hauteur de barrière. Cependant, le titane seul ne permet pas de réduire significativement la résistance de contact. L'utilisation de l'aluminium, dont le travail de sortie est aussi proche de celui du GaN, a été aussi envisagée, mais l'exodiffusion des atomes d'azote dans l'Al forme une couche d'AlN, qui est plutôt isolante. De plus, les contacts de Ti et d'Al sont très sensibles à l'oxydation, ce qui limite la fiabilité des composants. C'est pourquoi il faut se tourner vers des structures bi-couches de Ti/Al. Le titane, en contact avec le GaN, a alors pour effet de piéger les atomes d'azote en formant une couche de TiN. De l'autre côté, l'Al va réagir avec le Ti pour créer une couche de TiAl₃^[Lut96], qui est beaucoup plus résistante à l'oxydation. Enfin, les soudures étant réalisées à l'aide d'une microsoudreuse à ultrasons avec un fil d'or, il est nécessaire de terminer le contact par une couche d'or. L'inconvénient est que l'or réagit avec l'Al en créant un contact très résistif. Il est donc nécessaire d'isoler la couche d'or de la couche d'Al par une couche de Ti.

Techniques de mesures TLM

Pour mesurer la résistance des contacts créés, nous utilisons la méthode des lignes de transmission ou *TLM – Transmission Line Method*. Pour cela, on réalise une série de contacts alignés de largeur W et de longueur v , l'espacement entre deux contacts consécutifs varie tout le long de la ligne (fig A.2a). Ceci permet de mesurer la résistance en fonction de la distance entre deux contacts successifs. On doit obtenir une droite, la résistivité du matériau étant supposée constante. La résistance R entre deux contacts séparés d'une distance d est donnée par la formule suivante :

$$R = 2 \sqrt{\frac{\rho_c \cdot R_s}{W}} + R_s \frac{d}{W}.$$

La pente de cette droite représente la résistivité du matériau (R_s). Lorsque d entre deux contacts tend vers 0 (résistivité finie sur une longueur nulle), il ne reste plus que la résistance de contact. Autrement dit, l'ordonnée à l'origine de la droite et l'axe des abscisses correspond à la longueur de transfert (fig A.2b), ce qui donne une idée de la partie du contact qui va intervenir dans le transport du courant.

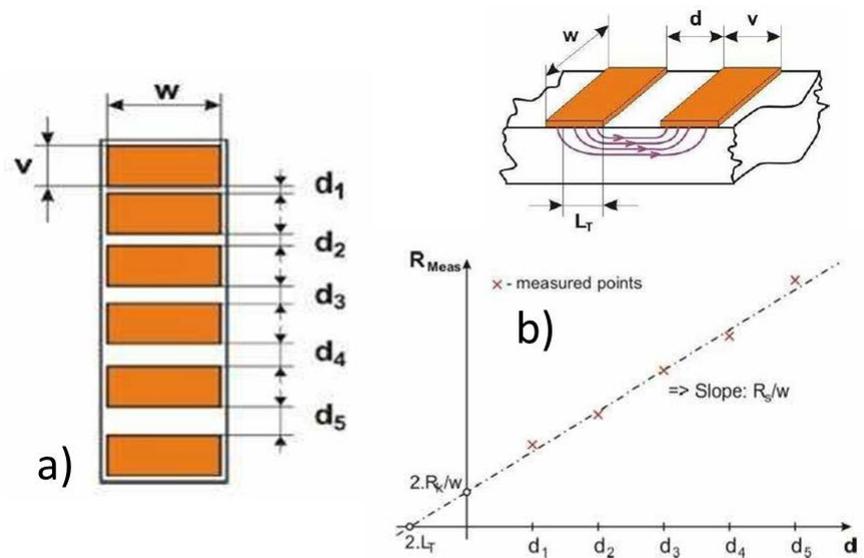


Figure A.2 a) Dessin représentant des motifs TLM, b) Courbe illustrative de la dépendance de la résistance mesurée entre deux motifs TLM en fonction de la distance qui les sépare.

Annexe -B- Fabrication des dispositifs DTR et super-réseaux

Dans cette annexe, je vais présenter en détail les différentes étapes de fabrication des dispositifs pour l'étude du transport tunnel résonnant. Deux structures en particulier sont concernées : les DTRs et les multi-puits quantiques. Je rappelle que la fabrication de tous les dispositifs est réalisée à la centrale technologique CTU-IEF Minerve.

On a élaboré deux masques pour l'étude du transport électronique. Le premier masque est présenté dans la figure B.1. Les parties a) et b) correspondent aux étapes de la gravure des mésas et de la métallisation respectivement.

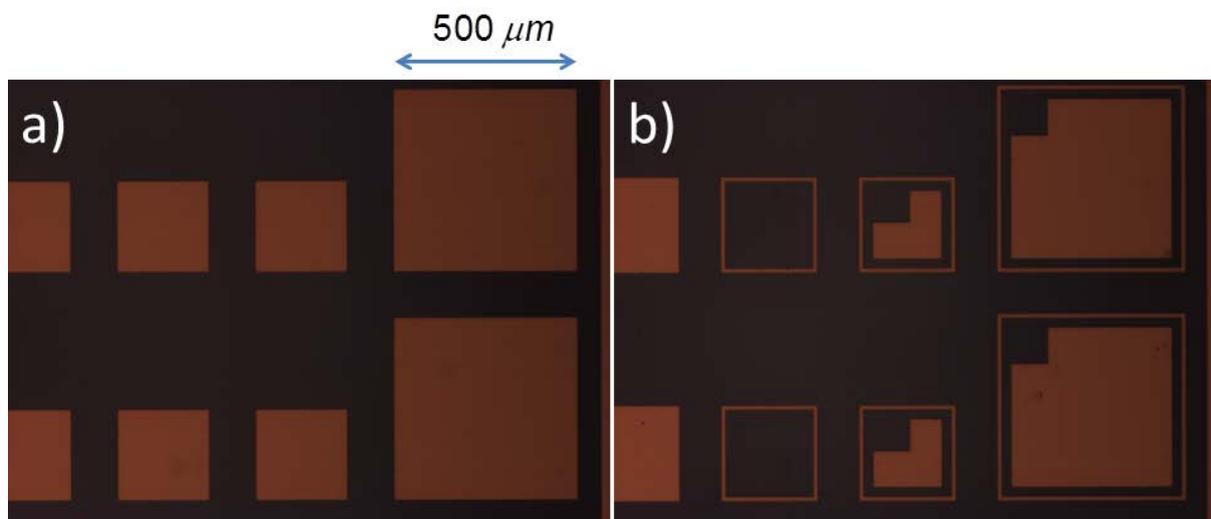
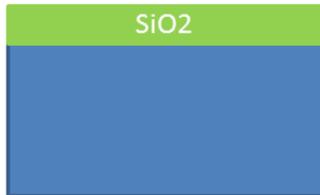


Figure B.1 Images du premier masque pour l'étude du transport électronique. La partie a) est dédiée à la gravure et la partie b) correspond à la métallisation des contacts supérieur et inférieur.

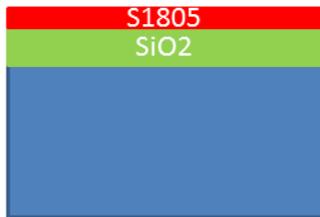
Pour la réalisation de ces motifs, il faut procéder comme suit :



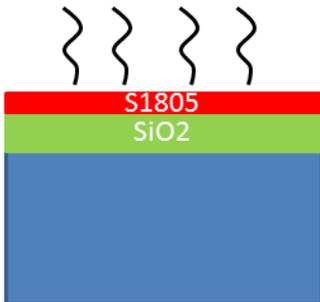
Nettoyage de l'échantillon :
un nettoyage solvant (acétone et isopropanol avec l'ultrason) suivi d'un nettoyage acide (HCl:H₂O 1:1)



Dépôt d'un diélectrique (SiO₂) (de 700 nm) qui servira comme masque pour la gravure du matériau



Enrésinement avec une résine fine (S1805) qui sera une couche sacrificielle afin de graver la Silice



Recuit à 100°C pendant 1 min



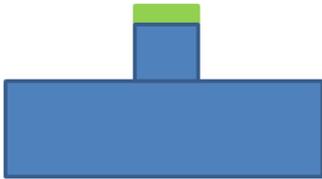
Exposition à l'UV pendant 4 sec (en utilisant la partie a du masque). Cette exposition permet d'activer les agents de réticulation contenus dans la résine



Développement dans le révélateur MF319 pendant 7 sec



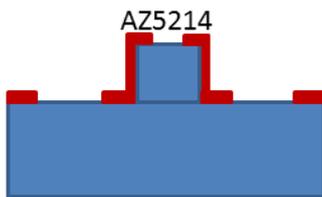
Gravure RIE du diélectrique pendant 18 min. Les motifs de la résine se transmettent au diélectrique



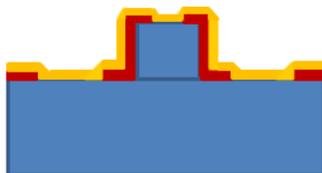
Gravure sèche du matériau par ICP Chlorée



Gravure humide du résiduel du diélectrique avec l'acide fluorhydrique (HF)



Enrésinement avec l'AZ5214, insolation (en utilisant la partie b du masque) et développement pour la définition des contacts métalliques (Résine négative ou inverse pour le *lift off*)

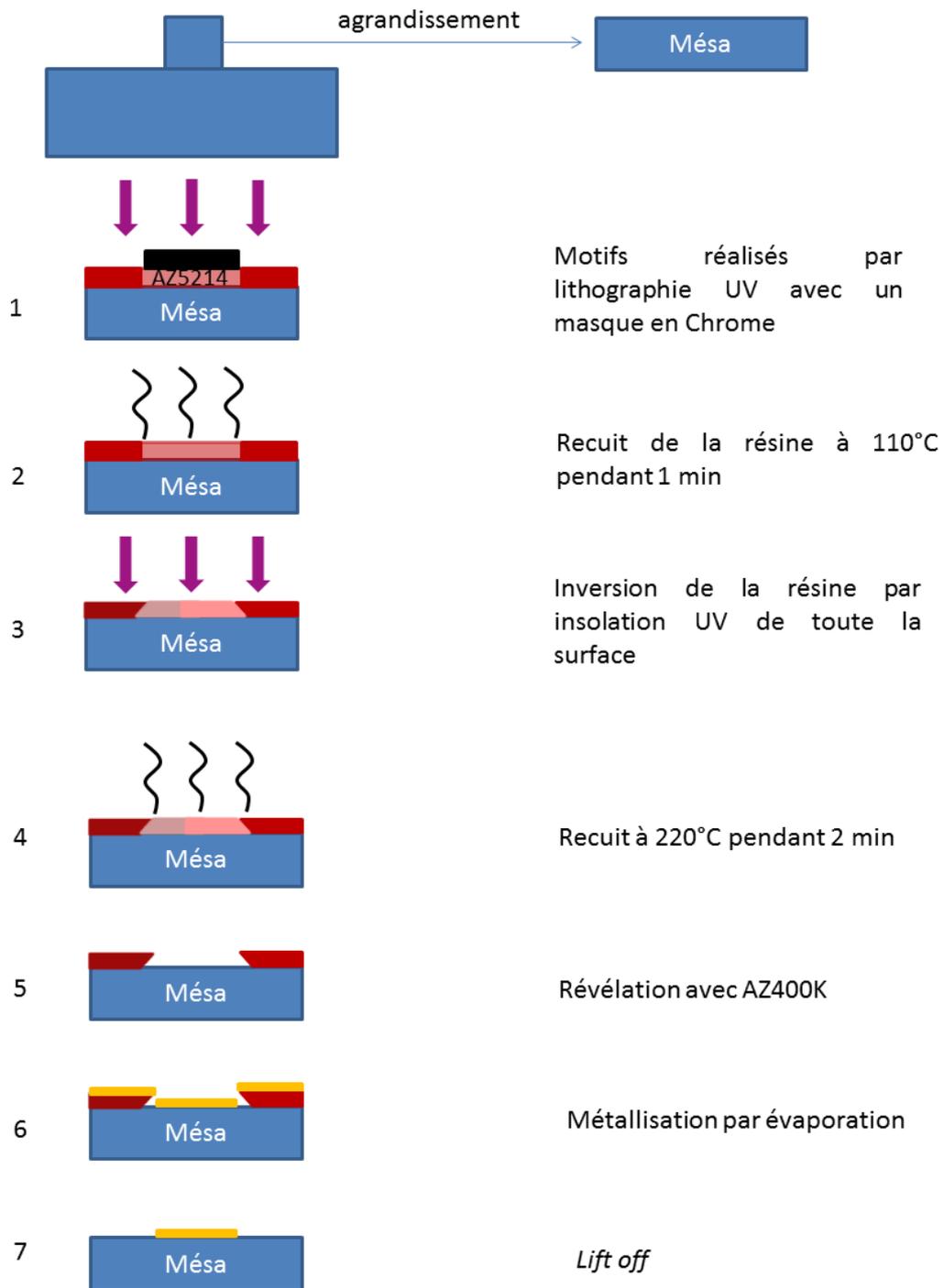


Dépôt du métal Ti/Al/Ti/Au par pulvérisation



Lift off

Pour la définition des contacts métalliques, il faut utiliser une résine négative qui facilite le *lift off*. J'ai utilisé comme mentionné avant l'AZ5214, une résine positive qui peut être transformée en une résine négative. Ces différents points sont expliqués ci-dessous :



La figure B.2 montre une image des motifs DTRs après le *lift off* en utilisant le premier masque.

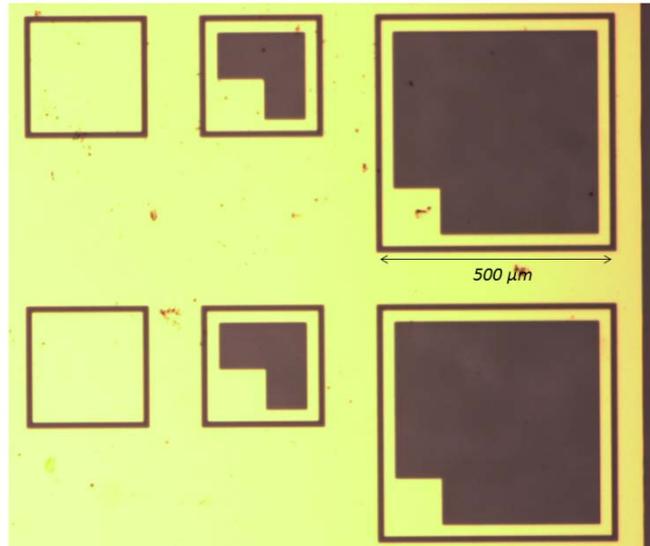


Figure B.2 Image des mésas DTR avec trois tailles différentes après le *lift off*.

La figure B.3 présente le deuxième masque dédié aux mesures électriques. Dans ce masque, on a introduit une étape supplémentaire pour faire le recuit du contact inférieur.

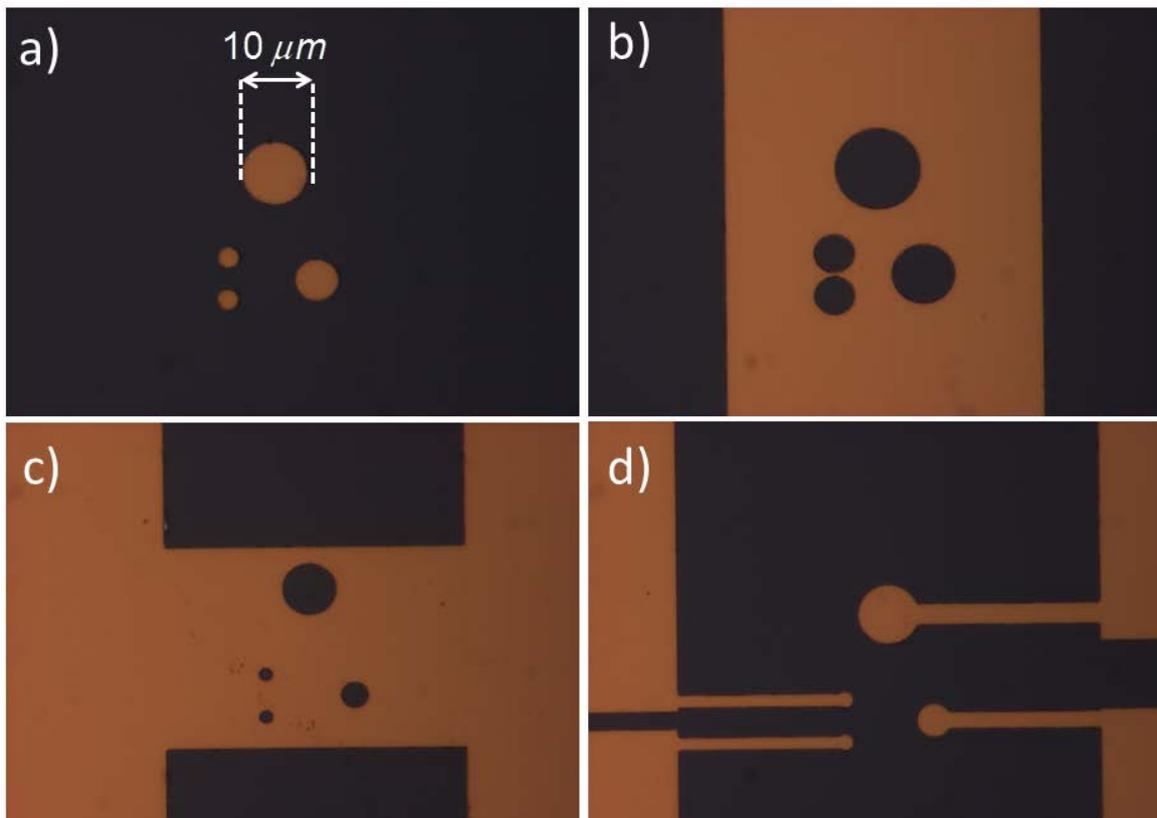
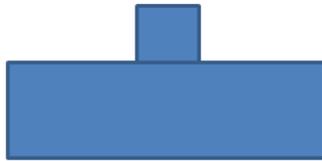


Figure B.3 Image du deuxième masque pour l'étude du transport avec les différentes parties. Les parties a), b), c) et d) correspondent respectivement aux étapes de gravure, métallisation de la couche de contact inférieure, passivation d'une partie de la couche de contact inférieure, et dépôt des contacts métalliques supérieurs. Chaque cellule du masque comprend quatre motifs avec trois tailles différentes.

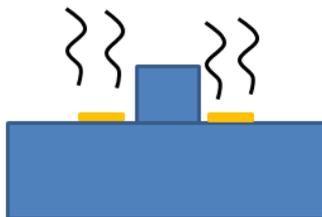
Les étapes technologiques à suivre sont les suivantes :



Les étapes qui précèdent la gravure (nettoyage, définition des motifs) et la gravure ont été définies précédemment



Métallisation du contact inférieur en utilisant la partie b) du masque



Recuit du contact inférieur à 800°C pendant 1 min



Dépôt du diélectrique sur toute la surface de l'échantillon



Gravure RIE du diélectrique en utilisant la partie c) du masque



Métallisation du contact supérieur en utilisant la partie d) du masque

Le dispositif final est montré dans la figure B.4. Les contacts métalliques supérieurs recouvrent toute la surface des mésas et sont ramenés sur le diélectrique pour former des pads en forme carré. Le diamètre des pointes étant supérieur à celui des mésas, cette géométrie permet de contacter l'échantillon à l'intérieur de la station sous-pointes. Les contacts métalliques inférieurs sont déposés sur le rectangle au centre de l'image mais seules les extrémités sont découvertes du diélectrique.

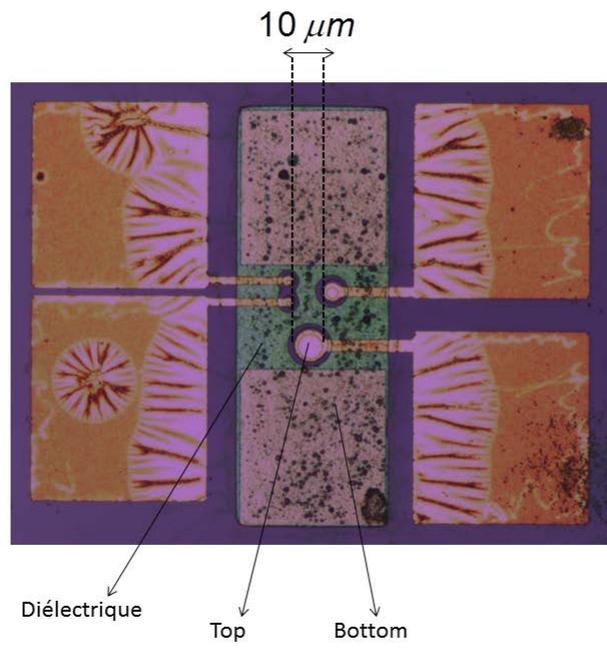


Figure B.4 Image des DTR après le *lift off*.

Annexe -C- Fabrication des dispositifs QCDs

La figure C.1 montre l'image du masque pour la fabrication des dispositifs QCDs. Les étapes technologiques sont identiques à celles de la fabrication des DTR (1^{er} masque). La partie a) et la partie b) du masque pour la serviront à la gravure et à la métallisation respectivement.

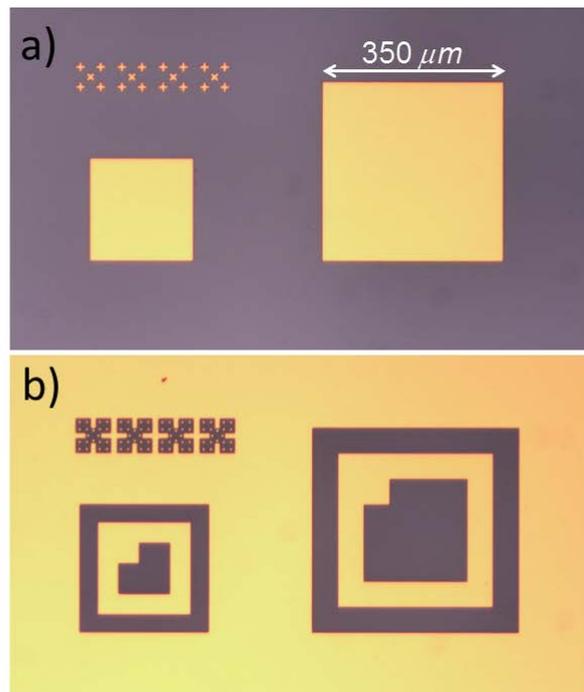


Figure C.1 Image du masque pour la fabrication des QCDs. La partie a) du masque correspond à l'étape de gravure et la partie b) correspond à la métallisation. La surface des mésas est partiellement couverte de métal pour permettre l'illumination par la surface.

La figure A3.2 présente une image du dispositif final.

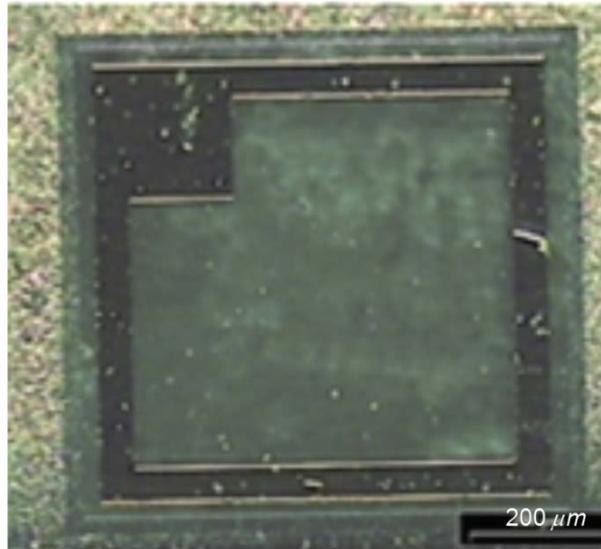


Figure C.2 Image d'une méssa QCD $700 \times 700 \mu\text{m}^2$.

Un autre masque a été conçu au cours de ma thèse pour la fabrication des QCDs ultrarapides. La figure C.3 illustre les différentes parties de ce masque. La partie a) du masque est dédiée à la gravure des mésas. La partie b) est utilisée pour la gravure jusqu'au saphir. La partie c) sert à la métallisation de la couche de contact inférieure. La partie d) est utilisée pour le dépôt du diélectrique sur les bords et autour de la méssa pour réduire les risques de court-circuit. Enfin, la partie e) correspond à l'étape de la métallisation des contacts supérieurs et inférieurs.

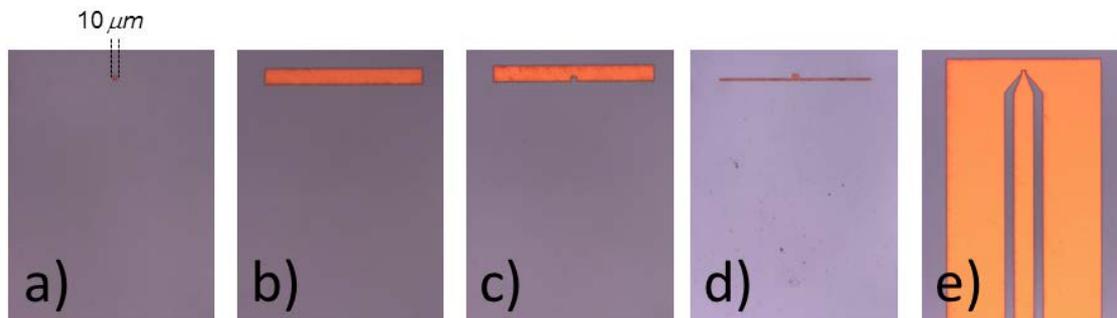


Figure C.3 Image du masque pour les mesures en fréquence des QCDs. Seule une seule taille de motifs est représentée.

Le dispositif final est montré dans la figure C.4. Après le *lift off*, l'échantillon a été poli mécaniquement jusqu'au bord des motifs. La lumière est injectée par la face latérale.

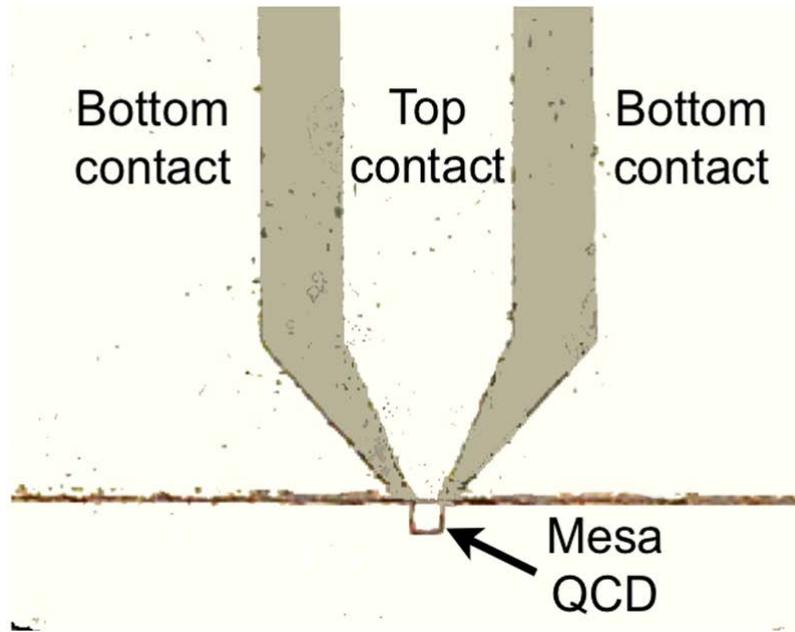


Figure C.4 Image du dispositif final après *lift off*. L'injection se fait par la face latérale du QCD.

Annexe -D- Principe de la spectroscopie par transmission et de photocourant

Principe de la spectroscopie par transmission et de photocourant

Pour la caractérisation optique et électro-optique des *QCDs*, j'ai étudié la spectroscopie par transmission et la spectroscopie de photocourant sur ces échantillons. Le but est de sonder l'absorption ISB dans les puits actifs et mesurer la réponse spectrale du *QCD* induite par cette absorption. Pour cela, j'ai utilisé un spectromètre à transformée de Fourier *FTIR* (*Fourier Transform Infrared*), qui n'est autre qu'un spectromètre de Michelson. La résolution spectrale est alors basée sur le principe d'interférences entre deux faisceaux séparés par une lame séparatrice et qui parcourent deux trajets optiques différents. La modulation du trajet de l'un des faisceaux se fait par un miroir mobile. Le signal du détecteur apparaît comme un interférogramme, qui correspond à l'intensité mesurée par le détecteur à chaque position du miroir mobile. Ce signal est ensuite converti en spectre par une transformée de Fourier.

Deux modes de balayage sont possibles dans un *FTIR* : le mode *rapid scan* et le mode *step scan*. Dans le premier mode, le miroir mobile fait des allers-retours rapides. A chaque aller correspond un interférogramme. Cette technique est très rapide. Dans le deuxième mode, le miroir mobile fait des pas discrets. A chaque position du miroir, le détecteur attend un temps t_1 pour la stabilisation du miroir et ensuite intègre le signal pendant un temps t_2 . Ce temps de lecture est contrôlable. L'interférogramme est complété quand le miroir parcourt un aller complet. L'avantage de cette technique est qu'on peut profiter des temps de lecture longs, pour moduler le signal optique qui arrive sur le détecteur et le synchroniser avec une détection synchrone afin de filtrer le bruit. Cette technique est lente mais très efficace pour des rapports signal/bruit faibles. Les modes *rapid scan* et *step scan* seront utilisés pour les mesures d'absorption et de détection des *QCDs* respectivement.

Bibliographie

1. [All93]: S. Allen Jr, D. Tsui, and B. Vinter. "On the absorption of infrared radiation by electrons in semiconductor inversion layers". Solid State Communications **88**, 939 (1993).
2. [Bas81]: G. Bastard. "Superlattice band structure in the envelope-function approximation", Physical Review B **24**, 5693 (1981).
3. [Bas91]: G. Bastard. "Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures", (Les éditions de physique, Les Ulis Cedex, France, 1991).
4. [Bau06]: E. Baumann, F. Giorgetta, D. Hoffstetter, S. Leconte, F. Guillot, E. Bellet-Amalric, and E. Monroy. "Electrically adjustable intersubband absorption of a GaN/AlN superlattice grown on a transistorlike structure", Applied Physics Letters **89**, 101121 (2006).
5. [Bay10a]: C. Bayram, Z. Vashaei, and M. Razeghi. "Room temperature negative differential resistance characteristics of polar III-nitride resonant tunneling diodes", Applied Physics Letters **97**, 092104 (2010).
6. [Bay10b]: C. Bayram, Z. Vashaei, and M. Razeghi. "Reliability in room-temperature negative differential resistance characteristics of low-aluminum content AlGaIn/GaN double-barrier resonant tunneling diodes", Applied Physics Letters **97**, 181109 (2010).
7. [Bec93]: W. A. Beck. "Photoconductive gain and generation-recombination noise in multiple-quantum-well infrared detectors", Applied Physics Letters **63**, 3589 (1993).
8. [Bel03]: A. E. Belyaev, C. T. Foxon, S. V. Novikov, O. Mokarovsky, L. Eaves, M. J. Kappers, and C. J. Humphreys. "Comments on AlN/GaN double-barrier resonant tunneling diodes grown by rf-plasma-assisted molecular-beam epitaxy", Applied Physics Letters **83**, 3626 (2003).
9. [Bel08]: E. Bellotti, K. Driscoll, T. Moustakas and R. Paiella. "Monte-Carlo study of GaN versus GaAs terahertz quantum cascade structures", Applied Physics Letters **92**, 101112 (2008).
10. [Ber97]: F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt. "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides", Physical Review B **56**, R10024 (1997).
11. [Ber00]: F. Bernardini, et V. Fiorentini. "Polarization fields in nitride nanostructures: 10 points to think about", Applied surface science **166**, 23 (2000).
12. [Ber01]: V. Berger. French Patent No 0109754 (2001).
13. [Ber07]: J. A. Berashevich, V. E. Borisenko, J-L Lazzai, and F. A. D'Avitaya. "Resonant tunneling versus thermally activated transport through strained $Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x$ quantum wells", Physical Review B **75**, 115336 (2007).
14. [Bou90]: P. Boucaud, F. H. Julien, D. D. Yang, J-M. Lourtioz, E. Rosencher, P. Bois, and J. Nagle. "Detailed analysis of second harmonic generation near 10.6μ in GaAs/AlGaAs asymmetric quantum wells", Applied Physics Letters **57**, 215 (1990).
15. [Bou01]: V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and A. Zubrilov. "Properties of advanced semiconductor materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe", Edited by M.E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, and M. S Shur, John Wiley and Sons, New York (2001).
16. [Buf10a]: A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, V. Trinité, X. Marcadet, et V. Berger. "Long range resonant tunneling in quantum cascade structures", Applied Physics Letters **96**, 162103 (2010).
17. [Buf10b]: A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, A. Nedelcu, X. Marcadet, et V. Berger. "Quantum cascade detectors for very long range infrared detection", Applied Physics Letters **96**, 162103 (2010).
18. [Büt82]: M. Büttiker, and R. Landauer. "Traversal time for tunneling", Physical Review Letters **49**, 1739 (1982).

19. [Cah88]: M. Cahay, M. McLennan, and S. Datta. "Conductance of an array of elastic scatterers: A scattering-matrix approach", *Physical Review B* **37**, 10125 (1988).
20. [Cap86]: F. Capasso, K. Mohammed, and A. Cho. "Resonant tunneling through double barriers, perpendicular quantum transport phenomena in superlattices, and their device applications", *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**, 1853 (1986).
21. [Cha74]: L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu. "Resonant tunneling in semiconductor double barriers", *Applied Physics Letters* **24**, 593 (1974).
22. [Chr02]: N. E. Christensen and I. Gorczyka. "Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure", *Physical Review B*, **50** 4397 (1994).
23. [Dat98]: S. Datta. "Electronic transport in mesoscopic system", Cambridge University Press, Cambridge, UK (1998).
24. [Dau96]: B. Daudin, J. L. Rouvière, and M. Arley. "Polarity determination of GaN films by ion channeling and convergent beam electron diffraction", *Applied Physics Letters* **69**, 2480 (1996).
25. [Dri07]: K. Driscoll, Y. Liao, A. Bhattacharyya, L. Zhou, D. Smith, T. Moustakas, and R. Paiella. "Optically pumped intersubband emission of short-wave infrared radiation with GaN/AlN quantum wells", *Applied Physics Letters* **91**, 141104 (2007).
26. [Dzi97]: Z. Dziuba, J. Antoszewski, J. M. Dell, L. Faraone, P. Kozodoy, S. Keller, B. Keller, S. P. Denbaars, U. K. Mishra. "Magnetic field dependent Hall data analysis of electron transport in modulation-doped AlGaIn/GaN heterostructures", *Journal of Applied Physics* **82**, 2996 (1997).
27. [Fer89]: R. Ferreira, and G. Bastard. "Evaluation of some scattering times in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures", *Physical Review B* **40**, 1074 (1989).
28. [Fre38]: J. Frenkel. *Physical Review* **54**, 647 (1938).
29. [Gen04]: L. Gendron, M. Carras, A. Huynh, V. Ortiz, C. Koeniguer, et V. Berger. "Quantum cascade photodetector", *Applied Physics Letters* **85**, 2824 (2004).
30. [Gil96]: B. Gil, F. Hamdani, and H. Morkoç. "Oscillator strengths for optical band-to-band processes in GaN epilayers", *Physical Review B* **54**, 7678 (1996).
31. [Gio07a]: F. R. Giorgetta, E. Baumann, D. Hoffstetter, C. Manz, Q. Yang, K. Köhler et M. Graf. "InGaAs/AlAsSb quantum cascade detectors operating in the near infrared", *Applied Physics Letters* **91**, 111115 (2007).
32. [Gma00]: C. Gmachl, H. Ng, S. Chu, and A. Cho. "Intersubband absorption at $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ in well- and modulation-doped GaN/AlGaIn multiple quantum wells with superlattice barriers". *Applied Physics Letters* **77**, 3722 (2000).
33. [Gma01]: C. Gmachl, H. Ng, and A. Cho. "Intersubband absorption in degenerately doped GaN/AlGaIn coupled double quantum wells", *Applied Physics Letters* **79**, 1590 (2001).
34. [Gio07b]: F. R. Giorgetta, E. Baumann, M. Graf, L. Ajili, N. Hayler, M. Giovanni, J. Faist, D. Hofstetter et al. "16.5 μm quantum cascade detector using miniband transport", *Applied Physics Letters* **90**, 231111 (2007).
35. [Gol06]: S. Golka, C. Pflügl, W. Schrenk, G. Strasser, C. Skierbiszewski, M. Siekacz, I. Czegory, and S. Porowski. "Negative differential resistance in dislocation-free GaN/AlGaIn double-barrier diodes grown on bulk GaN", *Applied Physics Letters* **88**, 172106 (2006).
36. [Gom08]: A. Gomez, N. Péré-Laperne, L-A. de Vaultier, C. Koeniguer, A. Vasanelli, A. Nedelcu, X. Marcadet, Y. Guldner, et V. Berger. "Dark current analysis of quantum cascade detectors by magnetoresistance measurements", *Physical Review B* **77**, 085307 (2008).
37. [Gra04]: M. Graf, G. Scalari, D. Hofstetter, J. Faist et al. "Terahertz range quantum well infrared photodetector", *Applied Physics Letters* **84**, 475 (2004).

38. [Guo09]: X. Guo, Z. Tan, J. Cao, and H. Liu. "Many-body effects on terahertz quantum well detectors", *Applied Physics Letters* **94**, 201101 (2009).
39. [Gui06]: F. Guillot, E. Bellet-Amalric, E. Monroy, M. Tchernycheva, L. Nevou, L. Doyennette, F. Julien, T. Remmele, M. Albrecht, T. Shibata, *et al.* "Si-doped GaN/AlN quantum dot superlattices for optoelectronics at telecommunication wavelengths", *Journal of Applied Physics* **100**, 044326 (2006).
40. [Gun76]: O. Gunnarsson and B. I. Lundqvist. "Exchange and correlation in atoms, molecules, and solids by the spin-density-functional formalism". *Physical Review B* **13**, 4274 (1976).
41. [Hal92]: K. L. Hall, Y. Lai, E. P. Ippen, G. EisensTEin, and U. Koren. "Femtosecond gain dynamics and saturation behavior in InGaAsP multiple quantum well optical amplifiers", *Applied Physics Letters* **57**, 2888 (1992).
42. [Hel03]: A. Helman, M. Tchernycheva, A. Lusson, E. Warde, F. Julien, K. Moumanis, G. Fishman, E. Monroy, B. Daudin, D. Dang *et al.* "Intersubband spectroscopy of doped and undoped GaN/AlN quantum wells grown by molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters* **83**, 5196 (2003).
43. [Hof02]: D. Hofstetter, M. Beck, and J. Faist. "Quantum-cascade-laser structures as photodetectors", *Applied Physics Letters* **81**, 2683 (2002).
44. [Hof03]: D. Hoffstetter, S-S. Schad, H. Wu, W. J. Schaff, and L. F. Eastman. "GaN/AlN-based quantum-well infrared photodetector for 1.55 μm ", *Applied Physics Letters* **83**, 572 (2003).
45. [Hof06]: D. Hofstetter, M. Graf, T. Aellen, J. Faist, L. Hvozdar, and S. Blaser. "23 GHz operation of room temperature photovoltaic quantum cascade detector at 5.35 μm ", *Applied Physics Letters* **89**, 061119 (2006).
46. [Hof08]: D. Hoffstetter, F. R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, and K. Köhler. "Midinfrared quantum cascade detector with a spectrally broad response", *Applied Physics Letters* **93**, 221106 (2008).
47. [Hol06]: P. Holmstrom. "Electroabsorption modulator using intersubband transitions in GaN-AlGaIn-AlN step quantum wells". *IEEE Journal of Quantum Electronics* **42**, 810 (2006).
48. [Hui03a]: R. Hui, Y. Wan, J. Li, S. X. Jin, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. "GaN-based waveguide devices for long-wavelength optical communications", *Applied Physics Letters* **82**, 1326 (2003).
49. [Hui03b]: R. Hui, S. Taherion, Y. Wan, J. Li, S. X. Jin, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. "Birefringence of GaN/AlGaIn optical waveguides" *Applied Physics Letters* **83**, 1698 (2003).
50. [Iiz02]: N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki. "Near-infrared intersubband absorption in GaN/AlN quantum wells grown by molecular beam epitaxy", *Applied Physics Letters* **81**, 1803 (2002).
51. [Iiz04]: N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki. "Sub-picosecond modulation by intersubband transition in ridge waveguide with GaN/AlN quantum wells", *Electronics Letters* **40**, 962 (2004).
52. [Iiz05]: N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki. "Sub-picosecond all-optical gate utilizing GaN intersubband transition", *Optics Express* **13**, 3835 (2005).
53. [Iiz06a]: N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki. "Polarization dependent loss in III-nitride optical waveguides for telecommunication devices", *Journal of Applied Physics* **99**, 093107 (2006).
54. [Iiz06b]: N. Iizuka, K. Kaneko, and N. Suzuki. "All-optical switch utilizing intersubband transition in GaN quantum wells", *Journal of Quantum Electronics* **42**, 765 (2006).
55. [Jai00]: S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, and V. Overstraeten. "III-nitrides: Growth, characterization, and properties", *Journal of Applied Physics* **87**, 965 (2000).
56. [Joh28]: J. B. Johnson. "Thermal agitation of electricity in conductors", *Physical Review* **32**, 97 (1928).
57. [Jov03]: V. Jovanovic, Z. Ikonc, D. Indjin, P. Harrison, V. Milanovic, and R. Soref. "Designing strain-balanced GaN/AlGaIn quantum well structures: Application to intersubband devices at 1.3 and 1.55 μm wavelengths", *Journal of Applied Physics* **93**, 3194 (2003).

58. [Jov04]: V. Jovanovic, D. Indjin, Z. Ikonc, and P. Harrison. "Simulation and design of GaN/AlGaIn far-infrared ($\lambda \approx 34 \mu\text{m}$) quantum cascade laser". Applied Physics Letters **84**, 2995 (2004).
59. [Kan09]: P. Kandaswamy, H. Machhadani, E. Bellet-Amalric, S. Sakr, M. Tchernycheva, F. Julien, and E. Monroy. "Mid-infrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices grown on Si(111) templates", Applied Physics Letters **95**, 141911 (2009).
60. [Kaz72]: R. F. Kazarinov and R. A. Suris. "Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice", Soviet Physics-Semiconductors, **6**, 120 (1972).
61. [Kei08]: N. Kheirodin, L. Nevou, H. Machhadani, P. Crozat, L. Vivien, M. Tchernycheva, A. Lupu, F. H. Julien, G. Pozzovivo, S. Golka, G. Strasser, F. Guillot, and E. Monroy. "Electro-optical modulator at telecommunication wavelengths based on GaN/AlN coupled quantum wells", IEEE Photonics Technology Letters **20**, 724 (2008).
62. [Kik02]: A. Kikuchi, R. Bannai, K. Kichino, C. M. Lee, and J. I. Chyi. "AlN/GaN double-barrier resonant tunneling diodes grown by rf-plasma-assisted molecular-beam epitaxy", Applied Physics Letters **81**, 1729 (2002).
63. [Kik03]: A. Kikuchi, R. Bannai, K. Kichino, C. M. Lee, and J. I. Chyi. "Response to Comments on AlN/GaN double-barrier resonant tunneling diodes grown by rf-plasma-assisted molecular-beam epitaxy", Applied Physics Letters **83**, 3628 (2003).
64. [Kis02]: K. Kishino, A. Kikuchi, H. Kanazawa, and T. Tachibana. "Intersubband absorption at $\lambda \approx 1.2\text{-}1.6 \mu\text{m}$ in GaN/AlN multiple quantum wells grown by rf-plasma molecular beam epitaxy", Physica Status Solidi (a) **192**, 124 (2002).
65. [Koe06]: C. Koeniguer, G. Dubois, A. Gomez, et V. Berger. "Electronic transport in quantum cascade structures at equilibrium", Physical Review B **74**, 235325 (2006).
66. [Koh02]: R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, D. Ritchie, R. Iotti, and F. Rossi. "Terahertz semiconductor-heterostructure laser", Nature **417**, 156 (2002).
67. [Kum09]: S. Kumar, Q. Hu, and J. Reno. "186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design". Applied Physics Letters **94**, 131105 (2009).
68. [Lee97]: B. C. Lee, K. W. Kim, M. Dutta, and M. A. Stroscio. "Electron-optical-phonon scattering in wurtzite crystals", Physical Review B **56**, 997 (1997).
69. [Lhu10]: L. Lhuillier, I. Ribet-Mohamed, E. Rosencher, G. Patriarche, A. Buffaz, V. Berger, et M. Carras. "Interface roughness transport in terahertz quantum cascade detectors", Applied Physics Letters **96**, 061111 (2010).
70. [Li. Y07a]: Y. Li, A. A. Bhattacharyya, C. Thomidis, T. D. Moustakas, and R. Paiella. "Nonlinear optical waveguides based on near infrared intersubband transitions in GaN/AlN quantum wells", Optics Express **15**, 5860 (2007).
71. [Li. Y07b]: Y. Li, A. A. Bhattacharyya, C. Thomidis, T. D. Moustakas, and R. Paiella. "Ultrafast all-optical switching with low saturation energy via intersubband transitions in GaN/AlN quantum wells waveguides", Optics Express **15**, 17922 (2007).
72. [Liu93]: H. C. Liu, J. Li, J.R. Thompson, Z. R. Wasilewski, M. Buchanan, and J. G. Simmons. "Multicolor voltage-tunable quantum-well infrared photodetector", IEEE Electron Device Letters **14**, 566 (1993).
73. [Lun03]: E. Luna, M. Hopkinson, J. M. Ulloa, A. Guzman, and E. Munoz. "Dilute nitride based double-barrier quantum well infrared photodetector operating in the near infrared", Applied Physics Letters **83**, 3111 (2003).
74. [Luo09]: H. Luo, S. Laframboise, Z. Wasilewski, G. Aers, H. Liu, and J. Cao. "Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module", Applied Physics Letters **90**, 041112 (2009).

75. [Lup12]: A. Lupu, M. Tchernycheva, Y. Kotsar, E. Monroy, and F. H. Julien. “*Electroabsorption and refractive index modulation induced by intersubband transitions in GaN/AlN multiple quantum wells*”, Optics Express **20**, 12541 (2012).
76. [Lur85]: S. Luryi. “*Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators*”, Applied Physics Letters **47**, 490 (1985).
77. [Lut96]: B. P. Luther, S. E. Monkey, T. N. Jackson, M. Asif Khan, Q. Chen, and J. N. Yang. “*Investigation of the mechanism for Ohmic contact formation in Al and Ti/Al contacts of n-type GaN*”, Applied Physics Letters **70**, 1 (1996).
78. [Mac09]: H. Machhadani, P. Kandaswamy, S. Sakr, A. Vardi, A. Wirtmüller, L. Nevou, F. Guillot, G. Pozzovivo, M. Tchernycheva, A. Lupu, and F. H. Julien. “*GaN/AlGaN intersubband optoelectronic devices*”, New Journal of Physics **11**, 125023 (2009).
79. [Mac11]: H. Machhadani. “*Transitions intersousbandes dans les puits quantiques GaN/AlN*”, Phd thesis, Université Paris 11 (2011).
80. [Mar92]: Eric Martinet. “*Propriétés électro-optiques des transitions intra-bandes dans les multipuits quantiques GaAs/AlGaAs. Applications à la détection infrarouge*”, PhD thesis, Université Paris 11 (1992).
81. [Mou03]: K. Moumanis, A. Helman, F. Fossard, M. Tchernycheva, A. Lusson, F. Julien, B. Damilano, N. Grandjean, and J. Massies. “*Intraband absorptions in GaN/AlN quantum dots in the wavelength range of 1.27-2.4 μm* ”, Applied Physics Letters **82**, 868 (2003).
82. [Mut99]: J. F. Muth, J. D. Brown, M. A. L. Johnson, Z. Yu, R. M. Kolbas, J. W. Cook, and J. F. Schetzina. MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research **4S1**, G5.2 (1999).
83. [Nev06]: L. Nevou, F. Julien, R. Colombelli, F. Guillot, and E. Monroy. “*Room temperature intersubband emission of GaN/AlN quantum wells at $\lambda=2.3 \mu\text{m}$* ”. Electronics Letters **42**, 1308 (2006).
84. [Nev07a]: L. Nevou, M. Tchernycheva, F. H. Julien, F. Guillot, and E. Monroy. “*Short-wavelength ($\lambda=2.13 \mu\text{m}$) intersubband luminescence from GaN/AlN quantum wells at room temperature*”, Applied Physics Letters **90**, 121106 (2007).
85. [Nev07b]: L. Nevou, N. Kheirodin, M. Tchernycheva, L. Meignien, P. Crozat, A. Lupu, E. Warde, F. H. Julien, G. Pozzovivo, S. Golka, G. Strasser, F. Guillot, E. Monroy, T. Remmele, and M. Albrecht. “*Short-wavelength intersubband electroabsorption modulation based on electron tunneling between coupled quantum wells*”, Applied Physics Letters **90**, 223511 (2007).
86. [Nor01]: J. E. Northrup. “*Screw dislocations in GaN: The Ga-filled core model*”, Applied Physics Letters **78**, 2288 (2001).
87. [Nye85]: J. F. Nye. “Physical properties of crystals”, Oxford University Press, Oxford (1985).
88. [Ric84]: B. Ricco, and M. Y. Azbel. “*Physics of resonant tunneling. The one-dimensional double-barrier case*”, Physical Review B **29**, 1970 (1984).
89. [Ros89]: E. Rosencher, P. Bois, J. Nagle, E. Costard, and S. Delaitre. “*Observation of nonlinear optical rectification at $10.6 \mu\text{m}$ in compositionally asymmetrical algaas multiquantum wells*”, Applied Physics Letters **55**, 1597 (1989).
90. [Ros90]: E. Rosencher, P. Bois, B. Vinter, and D. Kaplan. “*Giant nonlinear optical rectification at 8-12 μm in asymmetric coupled quantum wells*”, Applied Physics Letters **56**, 1822 (1990).
91. [Ros02]: E. Rosencher, and B. Vinter. “*Optoelectronics*”. Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (2002).

92. [Rou96]: S. Rouvimov, Z. Liliental-Webber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, A. F. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev, and H. Morkoç. "Microstructure of Ti/Al and Ti/Al/Ti/Au ohmic contacts for n-GaN", Applied Physics Letters **69**, 1556 (1996).
93. [Rou97]: J. L. Rouvière, M. Arlery, B. Daudin, G. Feuillet, and O. Briot. "Transmission electron microscopy structural characterization of GaN layers grown on (0001) sapphire", Material Science and Engineering B **50**, 61 (1997).
94. [Sch96]: C. Schöbein, H. Schneider, G. Bihlmann, K. Schwarz, and P. Koidl. "A 10 μm GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As intersubband photodetector operating at zero bias voltage", Applied Physics Letters **68**, 973 (1996).
95. [Sha96]: W. Shan, R. J. Hauenstein, A. J. Fisher, J. J. Song, W. G. Perry, M. D. Bresmen, R. F. Dayvis, and B. Goldenberg. "Strain effects on excitonic transitions in GaN: Deformations potentials", Physical Review B **54**, 13460 (1996).
96. [Shi07]: T. Shimizui, C. Kumtornkittikul, N. Iizuka, N. Suzuki, M. Sugiyama, Y. Nakano. "Fabrication and measurement of AlN cladding AlN/GaN multiple-quantum-well waveguide for all optical switching devices using intersubband transition", Japanese Journal of Applied Physics **46**, 6639 (2007).
97. [Sud10]: F. Sudrajat, W. Zhang, K. Driscoll, Y. Liao, A. Bhattacharyya, C. Thomodis, L. Zhou, D. J. Smith, T. Moustakas, and R. Paiella. "Sequential tunneling transport characteristics of GaN/AlGaIn coupled-quantum-well structures", Journal of Applied Physics **108**, 103704 (2010).
98. [Sun05b]: G. Sun, R. Soref, and J. Khurgin. "Active region design of a terahertz GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N quantum cascade laser". Superlattices and Microstructures **37**, 107 (2005).
99. [Suz97]: N. Suzuki and N. Iizuka. "Feasibility Study on ultrafast non-linear optical properties of 1.55 μm intersubband transition in AlGaIn/GaN quantum wells". Japanese Journal of Applied Physics **36**, 1006 (2000).
100. [Suz98]: N. Suzuki and N. Iizuka. "Electron scattering rates in AlGaIn/GaN quantum wells for 1.55- μm inter-subband transition", Japanese Journal of Applied Physics **37**, L369 (1998).
101. [Tch05]: M. Tchernycheva, L. Nevou, L. Doyennette, A. Helman, R. Colombelli, F. Julien, F. Guillot, E. Monroy, T. Shibata, and M. Tanaka. "Intraband absorption of doped GaN/AlN quantum dots at telecommunication wavelengths", Applied Physics Letters **87**, 101912 (2005).
102. [Tch05a]: M. Tchernycheva. "Physique des transitions intersousbandes des hétérostructures de GaN/AlN pour l'optoélectronique à $\lambda = 1.33 - 1.55 \mu\text{m}$ ", Phd Thesis, Université Paris-Sud (2005).
103. [Ter10]: W. Terashima and H. Hirayama. "The utility of droplet elimination by thermal annealing technique for fabrication of GaN/AlGaIn terahertz quantum cascade structure by radio frequency molecular beam epitaxy", Applied Physics Express **3**, 125501 (2010).
104. [Tid97]: M. Z. Tidrow, J. C. Chiang, Sheng S. Li, and K. Bacher. "A high strain two-stack two-color quantum well infrared photodetector", Applied Physics Letters **70**, 859 (1997).
105. [Tid99]: M. Z. Tidrow, Xudong Jiang, Sheng S. Li, and K. Bacher. "A four-color quantum well infrared photodetector", Applied Physics Letters **74**, 1335 (1999).
106. [Tsu73]: R. Tsu, and L. Esaki. "Tunneling in a finite superlattice", Applied Physics Letters **22**, 562 (1973).
107. [Var08a]: A. Vardi, G. Bahir, F. Guillot, C. Bougerol, E. Monroy, S. E. Schacham, M. Tchernycheva, et F. H. Julien. "Near infrared quantum cascade detector in GaN/AlGaIn/AlN heterostructures", Applied Physics Letters **92**, 011112 (2008).
108. [Var08b]: A. Vardi, N. Kheirodin, L. Nevou, H. Machhadani, L. Vivien, P. Crozat, M. Tchernycheva, R. Colombelli, F. H. Julien et al. "High speed operation of GaN/AlGaIn quantum cascade detectors at $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ ", Applied Physics Letters **93**, 193509 (2008).

- 109.[Vas10]: Z. Vashaei, C. Bayram, and M. Razeghi. "Demonstration of negative differential resistance in GaN/AlN resonant tunneling diodes at room temperature", Journal of Applied Physics **107**, 083505 (2010).
- 110.[Vat96]: S. Vatianna, and G. Gildenblat. "Airy's functions implementation of the transfer-matrix method for resonant tunneling in variably spaced finite superlattices", IEEE Journal of Quantum Electronics **32**, 1093 (1996).
- 111.[Vur01]: I.Vurgafman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloy", Applied Physics Review **89**, 5815 (2001).
- 112.[Vur03]: I. Vurgafman and J. R. Meyer. "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors", Journal of Applied Physics **94**, 3675 (2003).
- 113.[Walt 07]: C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, and J. Faist. "Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz", Applied Physics Letters **91**, 131122 (2007).
- 114.[Wil05]: B. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. Reno. "Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode", Optics Express **13**, 3331 (2005).
- 115.[Wil06]: B. Williams, S. Kumar, Q. Qin, Q. Hu, and J. Reno. "Terahertz quantum cascade lasers with double-resonant-phonon depopulation", Applied Physics Letters **88**, 261101 (2006).
- 116.[Yuh89]: P. F. Yuh, K. L. Wang. "Optical transitions in a step quantum well", Journal of Applied Physics **65**, 4377 (1989).

Liste des publications

- **S. Sakr**, et al. “*Electroluminescence in GaN/AlGaIn step quantum wells at THz frequencies*”, (en cours de préparation).
- **S. Sakr** et al. “*Ultrafast GaN based quantum cascade detector at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$* ”, (en cours de préparation).
- **S. Sakr**, E. Giraud, M. Tchernycheva, N. Grandjean, and F. H. Julien. “*A simplified GaN/AlGaIn quantum cascade detector with an alloy extractor*”, soumis à Applied Physics Letters.
- **S. Sakr**, Y. Kotsar, N. Isac, E. Warde, M. Tchernycheva, E. Monroy, F.H. Julien. “*Resonant tunneling transport in a GaN/AlN multi-quantum well structure*”, Applied Physics Express **5**, 052203 (2012).
- **S. Sakr**, E. Giraud, A. Dussaigne, M. Tchernycheva, N. Grandjean, and F. H. Julien, “*Two-color GaN/AlGaIn quantum cascade detector at short infrared wavelengths of 1 and 1.7 μm* ”, Applied Physics Letters **100**, 181103 (2012).
- **S. Sakr**, M. Tchernycheva, J. Mangeney, E. Warde, N. Isac, L. Rigutti, R. Colombelli, A. Lupu, L. Vivien, F. H. Julien et al. “*III-nitride intersubband photonics*”, Proceedings of SPIE **8262**, 82621Q-1 (2012).
- **S. Sakr**, E. Warde, M. Tchernycheva, L. Rigutti, N. Isac, F.H. Julien. “*Origin of electrical instabilities in GaN/Al(Ga)N double-barrier structure*”, Applied Physics Letters **99**, 142103 (2011).
- **S. Sakr**, E. Warde, M. Tchernycheva, F.H. Julien. “*Ballistic transport in GaN/AlGaIn resonant tunneling diodes*”, Journal of Applied Physics **109**, 023717 (2011).
- **S. Sakr**, Y. Kutsar, S. Haddadi, M. Tchernycheva, L. Vivien, E. Sarigiannidou, N. Isac, E. Monroy, F.H. Julien. “*GaN-based quantum cascade photodetector with 1.5 microns peak detection wavelength*”, Electronics Letters **46**, 1685 (2010).
- E. Warde, **S. Sakr**, M. Tchernycheva, and F. H. Julien. “*Transport in GaN/AlGaIn resonant tunneling diodes and superlattices*”, Journal of Electronic Materials **41**, 965 (2012).
- A. Vardi, **S. Sakr**, J. Mangeney, P. Kandaswamy, E. Monroy, M. Tchernycheva, S. E. Schacham, F.H. Julien, and G. Bahir. “*Femto-second electron transit time characterization in GaN/AlGaIn quantum cascade detector at 1.5 micron*”, Applied Physics Letters **99**, 202111 (2011).
- H. Machhadani, M. Tchernycheva, **S. Sakr**, L. Rigutti, R. Colombelli, E. Warde, C. Mietze, D. J. As, and F.H. Julien. “*Intersubband absorption of cubic GaN/AlGaIn quantum wells in the near-infrared to terahertz spectral range*”, Physical Review B **83**, 075313 (2011).
- C. Mietze, M. Landmann, E. Rauls, H. Machhadani, **S. Sakr**, M. Tchernycheva, F. H. Julien, W. G. Schmidt, K. Lischka, and D. J. As. “*Band offsets in cubic GaN/AlN superlattices*”, Physical Review B **83**, 195301 (2011).

- H. Machhadani, Y. Kutsar, **S. Sakr**, M. Tchernycheva, R. Colombelli, J. Mangeney, E. Bellet-Amalric, E. Sarigiannidou, E. Monroy, and F.H. Julien. “*Intersubband absorption of GaN/AlGaIn step quantum wells at THz frequencies*”, Applied Physics Letters **97**, 191101 (2010).
- P. Kandaswamy, H. Machhadani, Y. Kotsar, **S.Sakr**, A. Das, M. Tchernycheva, L. Rapenne, E. Sarigiannidou, F. Julien, and E. Monroy. “*Effect of doping on the mid-infrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices grown on Si (111) templates*”, Applied Physics Letters **96**, 141903 (2010).
- H. Machhadani, P. Kandaswamy, **S. Sakr**, A. Vardi, A. Wirtmüller, L. Nevou, F. Guillot, G. Pozzovivo, M. Tchernycheva, A. Lupu, L. Vivien, P. Crozat, E. Warde, C. Bougerol, S. Schacham, G. Strasser, G. Bahir, E. Monroy, and F.H. Julien. “*GaN/AlGaIn intersubband optoelectronic devices*”, New Journal of Physics **11**, 125023 (2009).
- P. Kandaswamy, H. Machhadani, E. Bellet-Amalric, **S.Sakr**, M. Tchernycheva, F. Julien, and E. Monroy. “*Mid-infrared intersubband absorption in GaN/AlGaIn superlattices grown on Si (111) templates*”, Applied Physics Letters **95**, 141911 (2009).

Résumé

Les dispositifs intersousbandes (ISB) à base de nitrures d'éléments III ont des propriétés très intéressantes pour l'optoélectronique et la photonique dans l'infrarouge. Les hétérostructures formées par l'AlN et le GaN ont une discontinuité de potentiel en bande de conduction de 1.75 eV et permettent donc, contrairement aux autres semiconducteurs III-V traditionnels, de couvrir les deux extrémités du spectre électromagnétique infrarouge. Ces matériaux sont en outre caractérisés par des temps de relaxation ISB extrêmement courts et sont par conséquent des candidats potentiels pour le développement de composants optoélectroniques ultrarapides aux longueurs d'onde des télécommunications par fibre optique ou en espace libre. D'autre part, grâce à l'énergie du phonon LO élevée dans ces matériaux (92 meV dans le GaN), ces hétérostructures ouvrent la voie vers la réalisation de sources laser THz compactes fonctionnant à la température ambiante.

Dans ce contexte, je présente dans une première partie de ma thèse une étude théorique et expérimentale du transport électronique dans des hétérostructures GaN/Al(GaN) simples comme les diodes tunnel résonnant et plus complexes comme les multi-puits quantiques à base de nitrures qui constituent des prototypes pour la réalisation de sources laser à cascade quantique. La modélisation du transport quantique dans les DTRs AlGaIn/GaN m'a permis de mettre en évidence la dépendance de résonance quantique du signe de la tension appliquée et de la composition des barrières. Du point de vue expérimental, je montre que le comportement électrique instable dans ces dispositifs est dû aux défauts dans le matériau. Dans les structures à multi-puits, je présente la première évidence expérimentale d'un transport tunnel résonnant reproductible.

Dans une deuxième partie, je propose et développe plusieurs principes originaux de détecteurs à cascade quantique (QCDs) GaN/AlGaIn dans le proche IR entre 1 et 2 μm . Ces QCDs fonctionnent à la température ambiante. Je montre en utilisant des techniques de mesure de spectroscopie femtoseconde qu'ils sont intrinsèquement ultrarapides (picoseconde). Je développe aussi des micro-QCDs qui présentent une bande passante au-delà des 40 GHz. La conception des QCDs à plus grandes longueurs d'onde est discutée.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, je présente une étude spectroscopique dans le THz de superréseaux à base de GaN. Je montre que l'utilisation de puits quantiques à marche de potentiel permet d'accorder l'absorption ISB dans la gamme THz. Je présente ensuite la première démonstration de l'électroluminescence de 2 à 9 THz.

Abstract

Intersubband devices based on III-nitrides have interesting properties for optoelectronics and photonics applications in the infrared. The heterostructures of these materials have a large conduction band offset of 1.75 eV and therefore, contrary to III-V conventional semiconductors, allow covering the whole infrared electromagnetic spectral range. Furthermore, these materials are characterized by extremely short ISB relaxation times and are, consequently, potential candidates for the development of ultrafast optoelectronic devices at the telecommunication wavelengths for fiber optics or in free space. On the other hand, thanks to the large LO phonon energy in these materials (92 meV in GaN), these heterostructures offer the possibility of fabricating compact THz laser sources operating at room temperature.

In this context, I firstly present in this manuscript a theoretical and an experimental study of the electronic transport in simple AlGaIn/GaN heterostructures namely resonant tunneling diodes and more complex structures such as multi-quantum wells based on III-nitrides which serve as prototype for the realization of quantum cascade lasers. The modelisation of the transport in RTDs shows the dependency of the current resonances on the sign of the applied voltage as well as the height of the double barrier. I also demonstrate that the experimentally observed electrical instabilities in these devices are due to the defects in the material. In the multiple quantum well structures, I give the first evidence of reproducible resonant tunneling transport.

In chapter 3, I propose and develop several principles of quantum cascade detectors in the near infrared between 1 and 2 μm . These detectors operate at room temperature. I demonstrate, using time-resolved bias-lead monitoring technique, that they are intrinsically very fast (picosecond). I also develop micro-QCD devices that have a -3 dB cut-off frequency beyond 40 GHz. The design of QCDs operating at longer wavelengths is discussed.

In the last part of the manuscript, I present a spectroscopic study of GaN superlattices with ISB transitions in the far-infrared. I show that the utilization of step quantum wells allows to tune the ISB absorption frequency to the THz domain. I finally present the first demonstration of the electroluminescence from 2 to 9 THz in these structures.