



HAL
open science

Contrôle optique et électrique de réflectivité THz assistée par phonon-polaritons de surface

Simon Vassant

► **To cite this version:**

Simon Vassant. Contrôle optique et électrique de réflectivité THz assistée par phonon-polaritons de surface. Autre. Ecole Centrale Paris, 2011. Français. NNT : 2011ECAP0013 . tel-00601767

HAL Id: tel-00601767

<https://theses.hal.science/tel-00601767>

Submitted on 4 Jul 2014

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.

THESE

présentée par

Simon Vassant

pour l'obtention du

GRADE de DOCTEUR

Formation doctorale : Physique
Laboratoire de rattachement : Laboratoire d'Énergétique Moléculaire
et Macroscopique, Combustion (EM2C)
du CNRS et de l'ECP
Laboratoire d'accueil : Laboratoire Charles Fabry
Institut d'Optique Graduate School (IOGS)

Contrôle optique et électrique de réflectivité THz assistée par phonon-polaritons de surface

Soutenue le 14 Février 2011

Jury : MM Bouhelier A. Rapporteur
Colombelli R. Rapporteur
Greffet J-J. Directeur de thèse
Marquier F.
Pardo F.
Sirtori C. Président

Remerciements

Je tiens à remercier Nasser Dahariba, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire d'Énergétique Moléculaire, Macroscopique et Combustion (EM2C) de l'Ecole Centrale Paris pour le début de ma thèse. De même, je remercie Christian Chardonnet pour m'avoir accueilli au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School (LCFIO) pour la fin de ma thèse. Il me faut aussi remercier Jean-Yves Marzin qui m'a aussi accueilli au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) pendant toute la durée de ma thèse.

Je remercie M. Sirtori pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse, ainsi que M. Colombelli et M. Bouhelier pour avoir accepté d'être rapporteur et pour avoir attentivement lu mon manuscrit.

Ce travail a été dirigé par Jean-Jacques Greffet qui a été mon directeur de thèse, et que je remercie sincèrement pour ces trois années passées à ses côtés. Sa large vision de la recherche et sa maîtrise scientifique, en particulier en électromagnétisme, m'ont d'abord fortement impressionné, voire intimidé, mais ses grandes qualités pédagogiques nous ont rapidement permis d'avoir des échanges riches, qui m'ont permis d'apprendre et assimiler des concepts jusqu'alors restés obscurs.

Je tiens aussi à remercier Jean-Luc Pelouard qui m'a accueilli dans son équipe au LPN et qui a joué un rôle de co-directeur de thèse officieux. Ses connaissances en transport électronique, ainsi qu'en technologie ont constamment orienté mon travail. Je tiens aussi à souligner sa forte implication dans la rédaction des brevets déposés à l'issue de ces travaux, et sa disponibilité, même le samedi soir à 2h du matin.

Merci aussi à Fabrice Pardo, qui a passé de nombreuses heures à m'expliquer ses codes de calculs que j'ai utilisé à profit. Nous avons aussi passé du temps sur la compréhension physique des résultats, en faisant des gestes avec nos mains pour comprendre comment les modes se propageaient dans nos structures. Je le remercie aussi pour son indispensable aide sur les manip en particulier grâce à sa maîtrise de l'électronique expérimentale.

Je n'oublie surtout pas François Marquier, qui a aussi passé beaucoup de temps à m'encadrer. Son aide a été indispensable lors du montage des manip optiques. En particulier je le remercie de m'avoir enseigné les techniques d'alignement, la patience, et les "trucs" d'opticiens qui m'étaient largement étrangers avant cette thèse. Je lui dois aussi beaucoup d'un point de vue humain, toujours de bonne humeur, il a su trouver les mots pour me motiver lorsque les résultats ne sortaient pas, que les difficultés s'accumulaient et que je me posais des questions sur mon avenir.

Il me faut aussi remercier Christophe Arnold a.k.a. Pif-Touf, dont j'ai quelque peu "pris la suite", ainsi qu'Alexandre Archambault, qui a apporté une contribution théorique indispensable à ce travail.

Merci aussi à Anne-Lise Coutrot qui m'a enseigné l'art difficile du contact ohmique, et m'a rendu de multiple service au LPN, puis à l'Institut d'Optique où je lui souhaite une bonne continuation.

Je remercie aussi Ulf Gennser et Antonella Cavanna qui ont réalisé les couches épitaxiées sur lesquelles j'ai travaillé.

Un grand merci aussi à Christophe Dupuis et Nathalie Bardou qui m'ont initié au travail en salle blanche, qui ont toujours été disponible pour les multiples questions qui se sont présentées, et pour les multiples services rendus pendant mes travaux. J'en profite pour mentionner que ce genre de menu-travaux sont essentiels au bon déroulement des process en techno, mais souvent peu récompensés et mal évalués. Merci donc à eux, et aussi à tout le personnel de la salle blanche : Laurence Ferlazzo et Stéphane Guillet pour les gravures (RIE et ICP), Xavier Lafosse, David Chuteau pour les dépôts diélectriques, Laurent Couraud pour les métalisation, Christophe Roblin pour la lithographie UV, ainsi qu'Edmond Cambрил pour la lithographie électronique.

Je dois mentionner les contributions plus ou moins indirectes, mais clairement indispensables de Gulnar Dagher et Patrick Bouchon à ce travail.

Merci aussi aux différents permanent, Thierry Schuller pour son chopper, Philippe Rivière pour les longues discussions et les calculs d'absorption atmosphérique, Marine Laroche pour son aide sur certains calculs, Henri Benisty pour ses réponses détaillées à mes nombreuses question, et Stéphane Collin pour m'avoir supporté dans son bureau.

Je me dois de mentionner aussi les thésards et post-doctorant que j'ai rencontré dans les 3 laboratoires et avec qui j'ai partagé café, discussion scientifiques, conférences, pintes et autres : Yann Chalopin, Elodie Betbeder-Rey, Gregory Vincent, Benjamin Habert, Pierre-Olivier Chapuis, Emmanuel Rousseau, Antony Jouanin, Hage Biehs, Nir Dahan, Nicolas Pere-Laperne, Charlie Koechlin, Petru Ghenuche, last but not least Thibault Dahoud.

Aussi, merci aux personnes de l'administration, en particulier Géraldine Carbonel, et Catherine Lhopital, ou comment coupler l'agréable à l'administration, merci aussi à Anne-Cécile Aiach, Stéphanie Joseph et Stéphanie Jeunon qui ont aussi facilité les différents formalités administratives. Même remerciement du côté Institut d'Optique.

Enfin, merci à ceux que j'ai certainement oublié.

"La vraie nouveauté naît toujours dans le retour aux sources."
Edgar Morin

A mes parents, à Mélanie, et à mes ami(e)s.

Introduction

Les ondes électromagnétiques sont un outil particulièrement puissant pour étudier le monde qui nous entoure. La génération, le contrôle et la détection de ces ondes sont des enjeux majeurs dans le développement de la connaissance scientifique. Au delà des longueurs d'ondes du visible, auxquelles nous sommes habitués, l'ingéniosité des scientifiques a permis l'exploration d'autres domaines de fréquences riches en enseignement. Les photos du soleil dans la gamme des rayons X, prises par le satellite Soho en sont un bel exemple ainsi que l'observation des galaxies dans le domaine de l'infrarouge qui nous renseigne sur la composition et l'histoire de l'univers. Nous ne devons pas oublier une des grandes inventions de ce siècle qu'est le laser. Sa démonstration expérimentale date juste de 1960[Mainman 1960], mais ses applications sont déjà largement répandues dans les laboratoires scientifiques (refroidissement d'atomes, Laser mégajoule,...), dans la vie courante (lecteur CD, DVD, lecture de code barre,...) et dans l'industrie (découpe laser, gravure, prototypage rapide,...).

Dans ce manuscrit, nous allons présenter des dispositifs permettant de contrôler un rayonnement dans une gamme de fréquence encore peu explorée, les Terahertz¹ (THz). Ce domaine est défini grossièrement entre 0.1 et 12 THz, soit de 3000 à 25 microns, ou encore de 3 à 400 cm^{-1} . Cette zone reste aujourd'hui difficilement accessible, aussi bien en termes de sources que de détecteurs parce qu'elle se trouve à la frontière entre la partie "électronique" et la partie "photonique" du spectre électromagnétique. Les dispositifs se heurtent donc à des limites de fonctionnement intrinsèques : les fréquences de travail sont trop élevées pour des composants basés sur l'électronique, et les énergies sont trop faibles pour travailler efficacement avec des photons. Le terme de fossé THz ("THz gap")[Sirtori 2002] est largement repris dans la littérature. De larges efforts sont déployés pour combler ce fossé et faire le lien entre électronique et photonique.

L'attrait pour ce domaine de fréquence provient de son fort potentiel applicatif[Tonouchi 2007]. En particulier de nombreux matériaux sont transparents aux THz, ce qui permet d'effectuer de la maintenance préventive [Zhang 2004] en détectant des fissures, bulles d'air, infiltrations d'eau et ce à travers des matériaux opaques aux autres fréquences. Des applications au contrôle de process industriels[Yasui 2005] ainsi que sur des produits finis[Mittleman 1997, Kiwa 2003] de manière non destructive et sans contact² ont déjà été démontrées. Une des applications les plus reprises par les médias est la détection d'explosifs et de drogue qui présentent des signatures spectrales particulières dans le THz[Schubert 2006, Palka 2010, Trofimov 2010]. Des applications sont étudiées en médecine et biologie, pour la détection de cellules cancéreuses[Brun 2010], et l'étude d'ADN[Nagel 2002] respectivement par imagerie et spectroscopie THz. Les astrophysiciens sont aussi intéressés par ce domaine, notamment car une grande partie des photons émis lors du big-bang se trouvent dans les THz. Cet intérêt se traduit par le développement de missions terrestres, aériennes et spatiales (SOFIA, Herschel, SPICA, ALMA)[Harwit 2010] pour observer le cosmos dans les THz. Une dernière applications et sans-doute une des plus importantes, est l'utilisation des THz pour des communications spatiales, ou domotiques sans fil, à courte portée. En

1. 1 THz = 10^{12} Hz

2. ce qui reste impossible avec des techniques conventionnelles.

effet, les fréquences au delà de 300GHz ne sont pas régulées, alors que celles en deça sont déjà très chargées et attribuées à différents appareils (téléphonie mobile, Wifi,...). L'augmentation continue des débits d'informations génère un besoin de nouvelles bandes passantes auxquelles les THz peuvent apporter une réponse. Le laboratoire de Communications Terahertz (Terahertz Communication Lab³) de l'Université Technique de Braunschweig effectue des recherches en ce sens.

Pour tous ces domaines applicatifs, des démonstrations de principe ont été effectuées, et pour certaines, quelques solutions commerciales existent déjà⁴, mais il reste encore un long chemin à parcourir pour améliorer les dispositifs. Les sources restent peu puissantes, et relativement complexes, les détecteurs sont lents et possèdent des détectivités faibles, tandis que les éléments optiques (mis à part les polariseurs à grilles) sont quasi-inexistants, ou peu efficaces. Le fonctionnement de systèmes THz requiert encore soit un fort refroidissement soit, un laser impulsionnel femto-seconde, ce qui engendre un fort encombrement et un coût élevé, empêchant encore le développement d'applications grand public ou industrielles.

Pour développer les techniques de génération, contrôle et détection de THz, nous devons identifier les différentes excitations, ou sources microscopiques élémentaires capables d'interagir avec ce type de rayonnement. Les électrons libres en font partie. Ils sont utilisés pour redresser des impulsions optiques très courtes temporellement (femto-secondes), et ainsi générer des impulsions dont la distribution spectrale peut atteindre 5 THz. Une autre approche électronique consiste à créer des états quantifiés pour les électrons qui peuvent alors absorber ou émettre un rayonnement THz lors d'une transition d'un état à un autre. Enfin les mouvements des atomes, que ce soit rotationnels dans des molécules (H₂O par exemple), ou translationnels dans les cristaux ioniques⁵ (phonons optiques), interagissent avec aussi le rayonnement THz. Cette interaction rayonnement-matière doit être exaltée si nous voulons concevoir des dispositifs efficaces. Pour cela, il faut renforcer le champ électromagnétique à proximité de ces sources, ce que l'on peut obtenir notamment avec des cavités optiques, des antennes, ou encore des résonances d'ondes de surface.

Si beaucoup de travaux ont été faits sur les deux premiers types de sources microscopiques (porteurs libres et transitions intersous-bandes), les phonons optiques ne sont pas encore envisagés comme source possible de THz. Bien qu'un grand nombre de dispositifs THz développés à l'heure actuelle soient basés sur des cristaux ioniques (les III-V en particulier), les longueurs d'ondes correspondant aux fréquences de vibrations de ces cristaux sont généralement évitées. Cette bande de fréquence, entre les phonons optiques transverses et longitudinaux d'un cristal ionique est ainsi dénommée "Reststrahlen", mot allemand qui signifie littéralement le rayonnement qui reste. Aucune source, aucun détecteur ou modulateur actuel ne fonctionne aux fréquences des phonons optiques des matériaux le constituant car la présence de ces phonons introduit un canal de désexcitation qui est concurrent de la désexcitation radiative des électrons. Les vibrations cristallines restent globalement considérées comme des pertes et représentent une limitation aux systèmes actuels.

3. <http://www.tcl.tu-bs.de/>

4. <http://www.teraview.com/terahertz/id/18>

5. Les cristaux ioniques sont relativement répandus. Les composés issus d'éléments des colonnes I-VII (CaF₂, LiF, KBr,...), II-VI (MgO, ZnTe, ZnS,...), III-V (GaAs, InP, GaSb, GaN,...), et IV-IV (SiC,...) en font partie.

Les seuls dispositifs utilisant des phonons optiques sont les lasers à cascade quantique (QCL pour Quantum Cascade Laser [Williams 2007, Faist 1994]). L'émission de phonons est un phénomène très rapide qui est utilisé pour parvenir à l'émission laser de photons. Nous illustrons schématiquement le principe de fonctionnement dans la figure 1 et expliquons ensuite le détail des opérations de manière très simplifiée⁶.

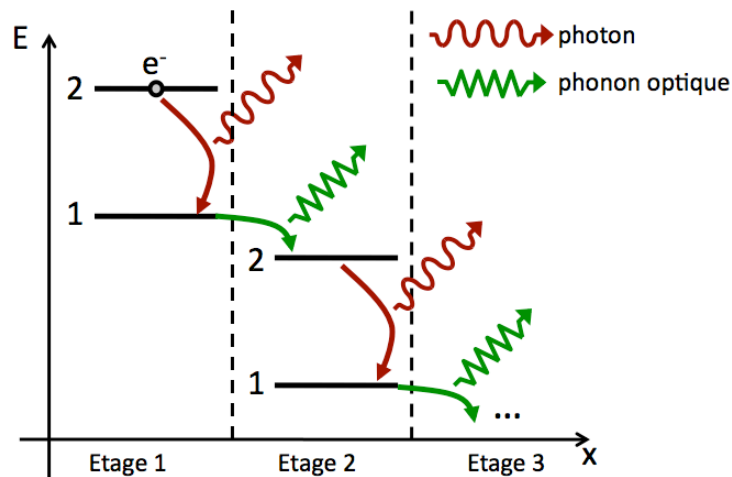


FIGURE 1 – Schéma simplifié du fonctionnement d'un laser à cascade quantique (QCL). La structure est composée d'un empilement de plusieurs étages quantiques. Chaque étage est un puits quantique. Nous représentons les différents étages en fonction de la direction d'empilement x et de l'énergie. Un électron est représenté au niveau 2 de l'étage 1. Il va ensuite relaxer en cascade d'étage en étage en émettant à chaque fois un photon. Le passage d'un étage à l'autre est assuré par l'émission d'un phonon optique. Plus de détails sont donnés dans le texte.

Un QCL est constitué de plusieurs "étages quantiques" que l'on empile, selon la direction x dans notre figure. Chaque étage peut être vu comme un puits quantique à deux niveaux. Dans chaque étage, nous représentons ces niveaux d'énergie (niveau 1 et 2). Un électron est injecté au niveau 2 de l'étage 1. Il peut alors relaxer vers l'état 1 du premier étage en émettant un photon. La probabilité de cette relaxation par émission de photon augmente fortement si le niveau 1 est vide. Pour parvenir à cela, la structure est dessinée de manière à ce que le niveau 1 de l'étage 1 soit à une énergie proche du niveau 2 de l'étage 2. Plus précisément, l'écart d'énergie est accordé à l'énergie d'un phonon optique (longitudinal). L'émission de phonons optiques étant très probable, un électron se trouvant dans le niveau 1 de l'étage 1 va relaxer vers le niveau 2 de l'étage 2 par émission d'un phonon optique. La rapidité de cette transition assure un bon dépeuplement du niveau 1 de l'étage 1 qui sera libre pour le prochain électron injecté. L'étage 2 est similaire à l'étage 1, et les mêmes processus d'émission de photon et de phonon se produisent. Un électron va donc relaxer au fur et à mesure de son passage dans les étages en émettant à

6. Le fonctionnement réel d'un QCL est relativement complexe. Les explications données ici sont purement illustratives et volontairement simplifiées.

chaque étage un photon et un phonon optique. Grâce au dépeuplement rapide des niveaux 1 de chaque étage, on parvient à obtenir une inversion de population, c'est à dire plus d'électrons dans le niveau 2 que dans le niveau 1, ce qui permet d'obtenir une émission laser. Les écarts d'énergie dans les étages sont fixés par l'empilement des matériaux formant cet étage, qui est très bien contrôlé, à la monocouche atomique près, par des techniques d'épitaxie par jet moléculaire. De ce fait, les photons émis à chaque étage sont similaires, et leur énergie est définie par l'écart entre le niveau 2 et le niveau 1 des différents étages. L'alignement entre chaque étage est obtenu en appliquant une tension à la structure.

Les phonons optiques sont donc utilisés pour vider un niveau, et non pas comme source proprement dite de THz. Nous pouvons maintenant comprendre la limite de ce système : il est impossible d'émettre des photons d'énergie égale au phonon optique de la structure. En effet, nous avons vu que l'émission de phonons était bien plus rapide que l'émission de photons, et lorsque l'écart d'énergie entre le niveau 2 et le niveau 1 des étages va tendre vers l'énergie du phonon optique, uniquement ces phonons seront émis. Ce qui résulte en un simple échauffement de la structure.

Dans ce travail, nous allons contourner ce problème, et tirer parti de ces phonons optiques en utilisant une de leurs propriétés spécifiques : leur couplage au champ électromagnétique à proximité d'une interface avec du vide ou un matériau diélectrique. On parle de phonons polaritons de surface ou d'interface (respectivement SPhP et IPhP). Ces modes sont les analogues THz des plasmons polaritons de surface (SPP) largement exploités à l'heure actuelle dans les fréquences visibles et proche-infrarouges. Les SPhP et IPhP, comme les SPP, présentent une fort confinement spatial de leur champ électromagnétique. Ce champ peut aussi présenter de fortes surintensités. Enfin, ces modes possèdent une grande densité d'état qui permet d'augmenter les pertes radiatives d'un émetteur entrant dans le champ électromagnétique de l'onde de surface.

Beaucoup d'études sur les SPP ont été menées. En guise d'exemple, nous pouvons citer l'augmentation du signal Raman par les ondes de surface (SERS pour Surface Enhanced Raman Spectroscopy [Theiss 2010]), ou encore l'augmentation de la fluorescence assistée par plasmons polariton de surface [Hwang 2010]. Notons aussi que la taille des QCL peut être réduite en utilisant des modes plasmoniques [Sirtori 1998]. Les progrès technologiques en matière de fabrication de ces dernières décennies ont permis de vérifier expérimentalement ces propriétés remarquables dont les applications s'étendent à un grand nombre de domaines. Bien que les SPhP soient connus depuis les années 1970 [Bryksin 1971], les travaux applicatifs les concernant sont beaucoup plus rares.

Toutes ces considérations amènent plusieurs questions. Est-il possible de transposer les propriétés, démontrées dans le visible avec les SPP, aux SPhP pour des fréquences THz ? Sommes-nous capables de modéliser le couplage du champ propagatif au SPhP dans les THz ? Peut-on contrôler de manière dynamique ce couplage ? Peut-on générer des THz par l'intermédiaire de SPhP ? Peut-on détecter un rayonnement THz à l'aide de SPhP ? D'une manière générale, l'exaltation de l'interaction rayonnement matière par les SPhP peut-elle permettre de franchir les limites actuelles des systèmes THz, et offrir de nouvelles solutions technologiques ?

Ces questions sont l'enjeu d'un projet ANR intitulé LAPSUS, pour LAser à Phonons de SURfaceS, dans lequel s'inscrit ce travail de thèse et dont l'objectif est la réalisation d'une source laser THz ayant pour principe de fonctionnement l'émission stimulée de phonons polaritons de surfaces. Les partenaires participant à ce projet sont l'Institut d'Optique Graduate School

(IOGS), avec Jean-Jacques Greffet du groupe Naphel (Nanophotonique et électromagnétisme) comme coordinateur, et directeur de thèse, le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), avec le groupe Phydis (Physique des dispositifs) dirigé par Jean-Luc Pelouard, ainsi que le groupe de Philippe Dollfus de l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF). Chaque partenaire apporte ses compétences dans des domaines précis. L'IOGS mène des études théoriques sur la quantification des ondes de surface, participe à la conception électro-magnétique des dispositifs, et héberge les instruments de mesures optiques. François Marquier, maître de conférence à l'Institut a grandement participé au suivi de mes travaux, et Alexandre Archambault, doctorant IOGS, a apporté une indispensable contribution théorique à cette étude. Le LPN en plus de son aide active à la conception optique et électrique, met à disposition sa salle blanche ainsi que son savoir-faire pour la fabrication et la caractérisation des échantillons. L'encadrement au LPN est assuré par Fabrice Pardo, chercheur CNRS. Enfin, l'IEF, effectue des calculs théoriques de transport électronique dans ces structures.

J'ai travaillé sur ce sujet à part égale entre l'IOGS, et le LPN. Mon travail se positionne en particulier sur la conception électrique, la conception et modélisation électromagnétique, la fabrication des échantillons en salle blanche ainsi que les mesures optiques effectuées dans le cadre de ce projet.

Ce travail, s'il n'a pas encore permis de démontrer l'émission de THz via des phonons polaritons de surface, pose les premiers jalons de ce sujet très exploratoire. Nous avons d'abord démontré le couplage d'un rayonnement THz (autour de 8.5 THz⁷) à des SPhP sur un réseau périodique de GaAs[Vassant 2010]. La modélisation nous permet une analyse quantitative de l'absorption résonante obtenue et montre l'importance d'une bonne description de la géométrie du réseau. Ensuite nous avons étudié des réseaux de GaAs dopés. La présence d'électrons dans le cristal conduit à l'apparition de plasmons de surface qui se couplent aux phonons polaritons de surface. Nous avons mis en évidence l'importance de la zone de déplétion à la surface du semiconducteur sur les propriétés radiatives du réseau. Sur cette structure, où nous confinons la lumière sur des distances très inférieures à la longueur d'onde incidente, nous avons démontré expérimentalement le contrôle actif de la réflectivité THz à l'aide d'un rayonnement visible. Enfin, nous proposons une structure permettant de sonder l'interaction entre des transitions intersous-bandes dans un puits quantique unique, et un IPhP fortement confiné dans ce puits. La réalisation suivie de mesures expérimentales sur cette structure démontre une modulation de réflectivité commandée électriquement grâce à un *puits quantique unique à température ambiante*. Cette thèse a donc permis la conception et la réalisation de deux modulateurs THz commandés respectivement optiquement et électriquement, et fonctionnant tous deux à température ambiante. Un brevet concernant ces modulateurs a été déposé.

7. $8.5\text{THz} \approx 35 \mu\text{m} \approx 285.7 \text{ cm}^{-1} \approx 35.45 \text{ meV}$.

Ces deux modulateurs présentent des structures très différentes, et n'ont pas le même principe de commande, mais partagent un principe de modulation très général que nous avons déjà rapidement évoqué. Nous allons l'expliquer plus en détail ci-dessous en nous aidant de la représentation schématique de la figure 2.

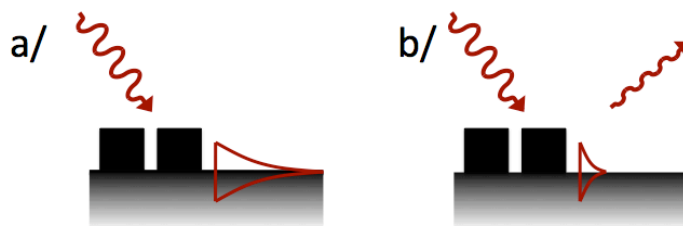


FIGURE 2 – Principe général pour la modulation THz. Le schéma présente une surface structurée permettant le couplage du rayonnement incident à une onde de surface. Cette onde est représentée en rouge. Cette représentation traduit l'intensité du champ électromagnétique du SPhP qui est maximum à l'interface, et décroît exponentiellement dans l'air et dans le milieu supportant l'onde. a/ Le rayonnement THz incident est intégralement couplé à un phonon polariton. La réflectivité est alors nulle. b/ Après perturbation de la résonance d'absorption par injection électronique ou optique de porteurs, le rayonnement THz est moins bien couplé au phonon polariton. Une partie du rayonnement est alors réfléchi.

Nous utilisons les propriétés de confinement de la lumière grâce à des résonances de phonons polaritons⁸. Pour coupler ces ondes évanescentes au champ propagatif, nous utilisons une structuration de surface. Lorsque le rayonnement incident arrive sur cette surface, il peut être intégralement couplé à un phonon polariton. Par intégralement nous entendons que la totalité de l'énergie incidente est transférée à l'onde de surface. Cette dernière se propage alors et l'énergie est dissipée dans le matériau. La réflectivité pour ce type de couplage est donc nulle. Si l'on diminue l'efficacité de ce couplage, alors seulement une partie de l'énergie incidente est cédée au phonon polariton, et l'excédent d'énergie est alors réfléchi. C'est donc dans l'efficacité du couplage que réside le contrôle de la réflectivité de la structure. Si nous parvenons par un moyen externe à contrôler ce couplage, nous avons créé un modulateur de rayonnement. Ce principe général s'applique pour toute longueur d'onde, tant qu'un mode de surface ou d'interface peut exister (SPP, SPhP ou IPhP). Pour concevoir un modulateur THz, nous avons choisi de travailler sur GaAs qui supporte des SPhPs autour de 8.5 THz.

Quel type de commande devons-nous utiliser pour moduler le couplage champ incident/phonon polariton ? Le couplage est très sensible à la géométrie de la structure. Seulement un changement de géométrie n'est certainement pas la piste à suivre. C'est donc vers les propriétés optiques des matériaux utilisés que nous allons nous tourner. En optant pour cette solution, il est important que le phonon polariton excité par le rayonnement incident soit confiné dans un volume le plus

8. Nous entendons par là phonons polaritons de surface (SPhP) ou d'interface (IPhP)

faible possible. Plus ce volume sera faible, plus le couplage sera sensible aux propriétés optiques de la matière contenue dans ce volume. En procédant de cette manière, un faible changement de la constante diélectrique dans un petit volume de matière permettra d'atteindre une bonne modulation pour des puissances de commande relativement faibles.

Nous utilisons deux principes de commande pour nos modulateurs. Le premier est une commande optique, où un rayonnement visible va créer des photoporteurs, qui vont apporter une contribution aux propriétés optiques du matériau supportant un SPhP très confiné. Le deuxième principe utilise encore des électrons qui cette fois sont quantifiés dans un puits quantique. Les transitions entre niveaux électroniques qui apportent une contribution aux propriétés optiques du puits quantique qui supporte un IPhP très confiné.

Le manuscrit décrit en détail ces deux modulateurs, au cours de 5 chapitres en partant de considérations générales pour arriver à la démonstration expérimentale des dispositifs. Nous commençons par aborder les ondes de surface au chapitre 1. Nous introduisons rapidement les plasmons polaritons de surface, ainsi que leur propriétés dans le THz, puis nous abordons plus en détail les SPhP sur GaAs, GaAs dopé (SPP-SPhP) et sur l'alliage ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en démontrant leur grand intérêt pour le THz.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude expérimentale du couplage de SPhP sur des réseaux unidimensionnels de GaAs. Nous avons obtenu une absorption résonante pour un réseau de GaAs à $\lambda = 35\mu\text{m}$. L'accord entre la modélisation et la mesure est meilleur que 4%, ce qui démontre le niveau de précision obtenu sur les données optiques et sur la qualité de fabrication. Ces expériences nous permettent de valider les modèles théoriques utilisés pour décrire les matériaux, et mettent en évidence l'influence cruciale de la géométrie des réseaux fabriqués.

Le chapitre 3 décrit l'excitation de modes mixtes plasmon-phonons polaritons de surface sur des réseaux unidimensionnels de GaAs dopé dont toutes les dimensions sont très inférieures à la longueur d'onde incidente. La largeur des traits du réseau, leur hauteur et leur espacement sont respectivement proches de $\lambda/500$, $\lambda/40$ et $\lambda/14$, où λ est la longueur d'onde incidente. La faible largeur des traits du réseau permet l'excitation résonante d'un mode à fort indice effectif ($n_{\text{eff}} \approx 10$). Nous démontrons expérimentalement qu'une telle structure peut être utilisée comme modulateur optique THz en réflectivité fonctionnant par contrôle optique.

Le chapitre 4 présente l'étude théorique menant à une structure favorable pour le contrôle de réflectivité THz. Nous décrivons les ingrédients essentiels de la structure : le puits quantique, les SPhP et IPhP, ainsi que le couplage au champ lointain et son optimisation. Nous montrons que l'on peut exciter un mode de phonons polaritons d'interface fortement confiné dans le puits quantique, ce qui permet d'absorber théoriquement jusqu'à 79% du rayonnement incident dans un puits quantique unique de 22 nm d'épaisseur, selon la composante du champ électromagnétique permettant le couplage avec les transitions électroniques quantifiées. Ce résultat est obtenu grâce à un mécanisme d'exaltation du champ original : le mode présente une surintensité du champ de deux ordres de grandeur car le matériau du puits (GaAs) présente une fonction diélectrique proche de zéro à l'énergie du mode IPhP.

Le chapitre 5 présente la démonstration expérimentale de cette structure, et montre que l'on peut contrôler la réflectivité THz, avec cette fois un contrôle électrique à température ambiante, grâce à un puits quantique unique. Les résultats expérimentaux sont interprétés et décrits avec un modèle théorique, et nous discutons de l'utilisation de cette structure pour la détection de THz.

Table des matières

1	Introduction aux ondes de surface	1
1.1	Plasmons polaritons de surface (SPP)	2
1.1.1	Fonction diélectrique d'un métal	2
1.1.2	Relation de dispersion	4
1.1.3	Grandeurs associées à l'onde de surface	6
1.2	Phonons polaritons de surface	11
1.2.1	Matériaux polaires	11
1.2.2	Matériaux polaires dopés	18
1.2.3	Matériaux polaires et alliages	25
1.3	Conclusion	29
2	Excitation THz de phonons polaritons de surface sur GaAs	31
2.1	Excitation d'onde de surface à l'aide d'un réseau	33
2.1.1	Loi des réseaux	33
2.1.2	Expériences et représentations	36
2.2	Principe de réciprocité	37
2.3	Dispositif de mesures	39
2.3.1	Conditions générales	39
2.3.2	Positionnement de l'échantillon	40
2.3.3	Absorption de l'eau	41
2.4	Mesures sur GaAs semi-isolant	44
2.4.1	Surface plane	44
2.4.2	Fabrication du réseau	45
2.4.3	Mesures de réflectivité	47
2.5	Optimisation d'un réseau	52
2.6	Conclusion	53
3	Modulateur THz à commande optique	55
3.1	Plasmon-phonon-polaritons de surface sur un réseau de GaAs dopé n	56
3.1.1	Fabrication	58
3.1.2	Réflectivité de l'interface plane	60
3.1.3	Mesures sur le réseau	62
3.1.4	Modélisation par un système cœur-coquille	65
3.1.5	Nature du mode résonnant	68
3.1.6	Amincissement des murs	71
3.2	Modulateur THz à commande optique	72
3.2.1	Etat de l'art	72
3.2.2	Configuration expérimentale	73
3.2.3	Mesures et éclairage	74
3.3	Vers un réseau de rubans quantiques harmoniques	80

3.4	Conclusion	84
4	Conception d'un modulateur THz à commande électrique	85
4.1	Propriétés optique des TISB	88
4.1.1	Choix des matériaux	88
4.1.2	Puits quantique et TISB	88
4.1.3	Interaction rayonnement/TISB	90
4.1.4	Historique et autres propriétés	90
4.2	Modes d'interface (IPhP)	94
4.2.1	IPhP pour une interface simple AlGaAs/GaAs	94
4.2.2	IPhPs d'un puits quantique AlGaAs/GaAs/AlGaAs	96
4.3	Optimisation du couplage	100
4.3.1	Introduction d'une cavité optique	101
4.3.2	Dépendance de l'absorption dans le puits aux paramètres géométriques	103
4.3.3	Réponse électromagnétique d'une structure optimisée	105
4.3.4	L'option du report	108
4.4	Conclusion	109
5	Démonstration d'un modulateur THz à commande électrique	111
5.1	Fabrication	113
5.1.1	Epitaxie	113
5.1.2	Fabrication du réseau	114
5.1.3	Bonding	115
5.2	Mesures optiques en réflectivité polarisée	117
5.3	Modélisation des propriétés optiques	120
5.3.1	Modélisation optique du super-réseau	120
5.3.2	Propriétés électroniques de la structure	123
5.3.3	Introduction d'une TISB dans le puits	131
5.3.4	Discussion	134
5.3.5	Origine physique de la modulation	135
5.3.6	Couplage IPHP/TISB	135
5.3.7	Etat de l'art de la modulation THz électrique	136
5.4	Perspectives	137
5.4.1	Optimisation du modulateur	137
5.4.2	D'autres longueurs d'ondes	137
5.4.3	Vers la détection THz	139
5.5	Conclusion	140
	Conclusion générale	141
A	Relation de dispersion d'une onde de surface	145
A.1	Problème homogène	146
A.2	Coefficients de Fresnel	148
A.3	Interfaces multiples	149

A.3.1	Une interface simple	149
A.3.2	Deux interfaces	151
A.3.3	Extension à un nombre n de couches	154
A.3.4	Cas d'une lame mince	154
B	Bibliographie sur la modulation THz à commande optique	155
B.1	Simple semiconducteurs	155
B.2	Cristaux photoniques	155
B.3	Métamatériaux	156
B.4	Plasmons polaritons de surface	157
C	Interaction transitions intersousbandes / rayonnement	159
C.1	Interaction TISB / rayonnement	159
C.2	Propriétés optiques macroscopiques des TISB	161
D	Mesure Hall - Van der Pauw	163
D.1	Schéma et notations	163
D.2	Calculs	163
D.3	Fabrication des dispositifs	165
E	Propriétés optique du super-réseau	167
E.1	Couches planes, super-réseau	167
E.2	Modèle d'alliage isotrope	169
E.3	Modèle de moyenne anisotrope	171
E.4	Modèle anisotrope de Chu et Chang	173
E.5	Choix du modèle	175
	Bibliographie	177

Liste des tableaux

1.1	Propriétés d'un SPP pour une interface air/or, avec les valeurs tirées de l'ouvrage de Palik[Palik 1985] pour 633nm et $1\mu\text{m}$, puis le modèle de Drude avec paramètres de Ordal et al.[Ordal 1985] pour 10 et $34\mu\text{m}$	7
1.2	Propriétés physique pour différents semi-conducteurs binaires III-V. (Pour GaP, des termes correctifs sont à ajouter, cf. [Palik 1985])	14
4.1	description des modes de l'interface $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}$. Nous rappelons que matériau métallique signifie que sa fonction diélectrique est négative.	95
4.2	Absorption optimum pour différents métaux utilisé comme miroir en face arrière de l'échantillon, avec facteur de remplissage F et hauteur de super-réseau H_{SR} correspondants.	108
5.1	Paramètres libres utilisés pour l'ajustement présenté en figure 5.9.	122
5.2	Paramètres du modèle de fonction diélectriques pour le gaz 2D d'électrons. Les significations des lettres sont les suivantes : H = mesures Hall, B = Calculs de bandes, A = Ajustement (paramètre libre), et E/H = extrapolation à partir des mesures Hall.	124
5.3	Répartition de l'absorption entre phonons et électrons pour différentes tensions appliquées à la structure. L'absorption se fait majoritairement par les phonons optiques de GaAs pour des densités d'électrons faibles, et majoritairement par les électrons pour des densités d'électrons plus élevées.	134
E.1	Paramètres obtenus par l'ajustement. L'erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d'amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l'optimisation, issue de l'interpolation des données de Kim et Spitzer[Kim 1979] (c.f. chapitre 1).	170
E.2	Paramètres obtenus par l'ajustement. L'erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d'amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l'optimisation, issue des données de Palik[Palik 1985]. . .	172
E.3	Paramètres obtenus par l'ajustement. L'erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d'amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l'optimisation, issue des données de Palik[Palik 1985]. . .	174

Table des figures

1	Schéma simplifié du fonctionnement d'un laser à cascade quantique (QCL). La structure est composée d'un empilement de plusieurs étages quantiques. Chaque étage est un puits quantique. Nous représentons les différents étages en fonction de la direction d'empilement x et de l'énergie. Un électron est représenté au niveau 2 de l'étage 1. Il va ensuite relaxer en cascade d'étage en étage en émettant à chaque fois un photon. Le passage d'un étage à l'autre est assuré par l'émission d'un phonon optique. Plus de détails sont donnés dans le texte.	iii
2	Principe général pour la modulation THz. Le schéma présente une surface structurée permettant le couplage du rayonnement incident à une onde de surface. Cette onde est représentée en rouge. Cette représentation traduit l'intensité du champ électromagnétique du SPhP qui est maximum à l'interface, et décroît exponentiellement dans l'air et dans le milieu supportant l'onde. a/ Le rayonnement THz incident est intégralement couplé à un phonon polariton. La réflectivité est alors nulle. b/ Après perturbation de la résonance d'absorption par injection électronique ou optique de porteurs, le rayonnement THz est moins bien couplé au phonon polariton. Une partie du rayonnement est alors réfléchi.	vi
1.1	Fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude (paramètres tirés de Ordal et al.[Ordal 1985]) et des mesures référencées dans l'ouvrage de Palik[Palik 1985]. Le modèle rejoint les mesures dans l'infrarouge.	3
1.2	Géométrie considérée : interface vide / métal sans pertes.	4
1.3	Relation de dispersion d'un SPP à une interface vide/métal sans pertes.	5
1.4	Densité d'état locale à 10 nm au dessus d'une interface or/métal, données issues de Palik[Palik 1985].	9
1.5	Phonons dans GaAs, LO et TO signifient respectivement longitudinal et transverse optique, LA et TA, longitudinal et transverse acoustique.	11
1.6	Fonction diélectrique de GaAs, modèle de Lorentz avec les paramètres issus de Palik[Palik 1985].	12
1.7	Réflectivité théorique de GaAs pour des longueurs d'ondes autour du Reststrahlen.	13
1.8	Partie réelle de la fonction diélectrique ε pour différents composés III-V.	14
1.9	Relation de dispersion pour une interface vide/GaAs sans pertes.	15
1.10	Longueur d'atténuation δ_{zi} d'un SPhP pour une interface vide/GaAs.	15
1.11	Longueur de propagation δ_x d'un SPhP pour une interface vide/GaAs.	16
1.12	Facteur de Purcell à 10nm d'une interface vide/or et vide/GaAs.	17
1.13	Fonction diélectrique de GaAs pour différents dopages.	19
1.14	Fonction diélectrique de GaAs et GaAs dopé n avec $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20
1.15	Longueur de propagation δ_x d'un SPP-SPhP pour une interface vide/GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).	21
1.16	Longueur d'atténuation δ_{zi} d'un SPP-SPhP pour une interface vide/GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).	21

1.17	Facteur de Purcell dans le vide à 10 nm d'une surface de GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).	22
1.18	Facteur de Purcell dans le vide à 10 nm d'une surface de GaAs avec différents dopages.	23
1.19	Longueur d'onde des asymptotes de la relation de dispersion d'un SPP-SPhP pour une interface plane entre de l'air et du GaAs dopé n en fonction du dopage dans GaAs. La position des asymptotes correspond à la position des pics du facteur de Purcell.	24
1.20	Nombre d'onde des asymptotes de la relation de dispersion d'un SPP-SPhP pour une interface plane entre de l'air et du GaAs dopé n (ω_{sup}) en fonction de la fréquence plasma dans GaAs (ω_p). On observe un anticroisement lié au couplage fort entre SPhP et SPP.	24
1.21	Paramètre de maille en fonction de l'énergie de gap dans la vallée Γ pour des semi-conducteurs III-V [Vurgaftman 2001].	25
1.22	Phonons optiques pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x . Les croix indiquent les données expérimentales [Kim 1979].	26
1.23	Taux d'amortissement γ pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x . Les croix indiquent les données expérimentales [Kim 1979].	26
1.24	Fonction diélectrique pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, avec $x=0.3$ et $x=0.5$	27
1.25	Longueur de propagation d'un SPhP à l'interface vide/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x=0.3$ et 0.5 .	28
1.26	Longueur d'atténuation d'un SPhP à l'interface vide/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x=0.3$ et 0.5 .	28
2.1	Schéma d'un réseau linéaire unidimensionnel de période Λ , hauteur h et largeur de trait W à l'interface entre de l'air et un milieu semi-infini. Cette surface est éclairée par une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} . Pour simplifier les équations, le plan d'incidence est le plan (x, y)	33
2.2	Relation de dispersion pour une interface de GaAs structurée périodiquement. Seuls les ordres $+1$ et -1 sont représentés en pointillés rouges. Les valeurs correspondant à $\pm \frac{2\pi}{\Lambda}$ sont représentées par les droites verticales noires. Les droites quasi-verticales en pointillé noir représentent le cône de lumière, soit $k_0 = \omega/c$ et $-k_0$. La période Λ est de $10 \mu\text{m}$	34
2.3	Relation de dispersion dans la première zone de Brillouin restreinte pour une interface de GaAs structurée périodiquement. La période Λ est de $10 \mu\text{m}$	35
2.4	Relation de dispersion pour une interface de GaAs structurée périodiquement. La période Λ est de $45 \mu\text{m}$	36
2.5	(a) Vertex 70 (Bruker Optics), (b) Principe de mesure.	39
2.6	Transmission d'un mètre d'air pour différents taux d'humidité.	42
2.7	Transmission d'une couche d'air à 100 % d'humidité, pour différentes distances.	42
2.8	Spectres de réflectivité pris avec (courbe bleue) et sans purge (courbe rouge). Les pics fins sur le spectre bleu sont dus aux transitions rotationnelles des molécules d'eau résiduelles. Quand la concentration en eau augmente (sans purge), ces mêmes pics s'élargissent, et d'autres apparaissent rendant le spectre inexploitable.	43
2.9	Réflectivité d'une interface plane de GaAs à 15°	45

2.10	Paramètres géométriques du réseau linéaire unidimensionnel de période Λ , hauteur h et largeur de trait W . L'onde incidente (faisceau de mesure) est représentée en polarisation TM. Nous définissons le facteur de remplissage F tel que $F = W/\Lambda$.	45
2.11	Réseau en GaAs (a) Etapes de fabrication (b) photo MEB du réseau final.	46
2.12	Réflexivité mesurée et théorique pour un réseau de GaAs ($\theta_i = 15^\circ$). La géométrie simulée est représentée en insert.	47
2.13	Cartographie de réflexivité calculée pour un réseau de GaAs et représentée dans le plan (k, ω) . L'échelle de réflexivité est représentée à droite de la figure. Sont reportés par des cercles blancs les positions des trous de réflexivité mesuré sur le réseau GaAs. La droite oblique hachée représente le cône de lumière, et la droite verticale pointillée-hachée la limite de la zone de Brillouin.	48
2.14	Observation par la tranche du réseau de GaAs. On distingue que le fond de gravure n'est pas plat mais de forme parabolique. Les mesures sur ces photos donnent une hauteur du pied de gravure de 600 nm environ.	49
2.15	Schéma et définitions des différentes hauteurs de réseau.	50
2.16	Réflexivité mesurée et théorique pour un réseau de GaAs ($\theta_i = 15^\circ$). La géométrie simulée est représentée en insert.	50
2.17	Intensité du champ proche optique selon les différentes composantes (H_y , E_x et E_z) à la résonance ($\lambda_i = 35 \mu\text{m}$, $\theta_i = 15^\circ$). Les zones claires représentent les endroits où le champ présente des surintensités. Les traits blancs représentent la surface de GaAs. L'échelle de couleur pour le champ magnétique est fixée de 0 à 10, et de 0 à 20 pour les champs électriques.	51
2.18	Réflexivité théorique d'un réseau de GaAs optimisé pour une absorption totale. La géométrie simulée est indiquée en insert.	52
3.1	Représentation schématique du réseau étudié. Nous représentons en rouge le mode composé de SPP-SPhP couplés se propageant de bas en haut et haut en bas le long des murs.	55
3.2	Schéma du réseau et paramètres géométriques. L'onde incidente représentée est polarisée TM.	58
3.3	Etapes de fabrication du réseau, description dans le texte.	58
3.4	Images MEB du réseau de GaAs dopé à faible facteur de remplissage.	59
3.5	Réflexivité d'une surface plane de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$).	61
3.6	Réflexivité d'un réseau de GaAs dopé pour plusieurs angles d'incidence en polarisation TM.	62
3.7	Réflexivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un réseau entièrement dopé.	63
3.8	Réflexivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un substrat dopé et un réseau non dopé.	64
3.9	Bandes de valence et de conduction pour une interface air/GaAs dopé à $N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $V_G = 0.7 \text{ eV}$.	65
3.10	Réflexivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un modèle de coquille.	66

3.11	Réfectivité théorique d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$) avec un modèle de coquille, pour différents potentiels de surface.	67
3.12	Intensité des différentes composantes du champ électromagnétique à la résonance ($\lambda = 35.31 \mu\text{m}$, $\theta_i = 50^\circ$).	68
3.13	Partie réelle du champ électrique E_x à résonance ($35.31\mu\text{m}$, $\theta_i = 50^\circ$). La valeur du champ est positive à gauche du mur et négative à droite (voir échelle de couleur), ce qui illustre l'antisymétrie du mode.	70
3.14	Réfectivité du réseau de GaAs dopé avant et après une gravure humide qui aminci les murs du réseau de manière isotrope.	71
3.15	Principe de la mesure de réfectivité THz avec un faisceau de pompe incident dans le visible.	73
3.16	Réfectivités THz mesurées sans et avec éclairage du réseau ($\lambda = 633 \text{ nm}$, $\theta_i = 50^\circ$). La résonance se décale, et le reste du spectre est inchangé.	74
3.17	Rapport $\Delta R/R$ en fonction de la longueur d'onde pour un puissance de commande de 4 mW.	75
3.18	Différentiel de réfectivité $R_f - R_g$ sans et avec éclairage du réseau. R_g et R_f sont les réfectivité de l'échantillon respectivement avec et sans réseau. L'axe des abscisses, pour la réfectivité avec éclairage, est décalé de 230 nm afin de faire coïncider les maxima des résonances.	75
3.19	Réfectivité mesurée et théorique avec ($P_i = 4\text{mW}$) et sans ($P_i = 0\text{mW}$) illumination d'un réseau de GaAs dopé.	76
3.20	Différentiels de réfectivité (théorique et expérimental) correspondant aux données de la figure 3.19.	77
3.21	Réfectivité théorique d'un réseau optimisé (paramètres donnés dans le texte) pour absorber la totalité du rayonnement incident.	78
3.22	Différentiel de réfectivité correspondant aux données de la figure 3.21	79
3.23	Diagramme de bande pour un mur de GaAs dopé ($N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de largeur 80 nm.	80
3.24	Densité de porteurs pour un mur de GaAs dopé ($N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	81
3.25	Dépendance des énergies de transitions pour un mur de GaAs dopé à $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (traits pleins), et résonance du mode SPP-SPhP en fonction de la largeur du mur (pointillé). Le nombre de niveaux peuplés augmente lorsque le mur devient plus large.	82
3.26	Dépendance des énergies de transition pour un mur de GaAs dopé. Les courbes grises claires, grises et noires correspondent respectivement à des largeurs de puits de 80, 70 et 60 nm. en trait plein, les énergies de transitions entre niveaux, et en traits pointillés, l'énergie du mode SPP-SPhP pour un réseau avec un modèle cœur-coquille et des largeur de trait 80, 70 et 60 nm avec le même code couleur que les énergies de transitions.	83
4.1	Bande de conduction (E_c), bande de valence (E_v) et niveau de Fermi (E_F) pour un empilement $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$	89

4.2	Partie réelle des fonctions diélectriques (sans pertes) de GaAs et Al ₃₃ Ga ₆₇ As. Les zones d'existence des IPhP sont représentées en grisé. Elles correspondent aux longueurs d'ondes pour lesquelles la partie réelle de GaAs et AlGaAs sont de signe opposés. Dans les zones A et C, AlGaAs se comporte comme un métal et GaAs comme un diélectrique. Dans la zone B, GaAs est métallique et AlGaAs diélectrique.	94
4.3	Relation de dispersion pour les IPhP d'une interface Al ₃₃ Ga ₆₇ As/ GaAs, en négligeant les pertes. Les relations de dispersion d'un photon dans les deux matériaux sont tracées en noir. La relation de dispersion d'un photon dans le vide est donnée à titre d'indication. Les 3 modes de l'interface sont tracés et légendés en rapport avec la figure 4.2.	95
4.4	Modes d'interface, géométrie d'un puits quantique.	96
4.5	Relation de dispersion pour un puits quantique Al ₃₃ Ga ₆₇ As/ GaAs/ Al ₃₃ Ga ₆₇ As, avec une épaisseur de GaAs de 22 nm. Nous distinguons pour chaque mode (A,B ou C) la symétrie du champ transverse (E_z symétrique ou antistymétrique). . . .	97
4.6	a/ Géométrie du système. b/ Champ électrique E_z du mode B symétrique dans le puits pour un vecteur d'onde de $1 \mu\text{m}^{-1}$. Le champ est normalisé par son énergie. Les interfaces du puits sont représentées par des traits pointillés noirs horizontaux.	98
4.7	Facteur d'amplification K_{ENZ} pour une interface GaAs/Al ₃₃ Ga ₆₇ As. Le facteur devient très grand vers $34.34 \mu\text{m}$. Le deuxième pic est lié à l'augmentation de fonction diélectrique d'AlGaAs causée par le phonon optique transverse de type AlAs (pour 33% d'aluminium, $2\pi c/\omega_{\text{T2}} = 27.76 \mu\text{m}$).	99
4.8	Structures simulées optiquement pour maximiser le champ E_z dans le puits quantique.	101
4.9	Schéma de la structure simulée. Cette dernière peut être vue comme un milieu homogène entouré de deux miroirs (réseau et substrat dopé) formant une cavité. Le super-réseau est utilisé pour ajuster la taille de la cavité de manière à ce que le déphasage total lors d'un aller-retour ($\Phi_1 + \Phi_2 + 2k_z d$, avec d la distance entre les deux miroirs) soit proche de 2π	102
4.10	Absorption selon la composante z du champ dans la structure de la figure 4.9. $P = 4\mu\text{m}$, $N_{\text{GaAs}} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le maximum d'absorption est 70 % pour $F = 0.75$ et $H_{\text{SR}} = 700 \text{ nm}$	103
4.11	Evolution de A_z maximum, H_{SR} , et F correspondants en fonction de la période du réseau avec un substrat dopé à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	104
4.12	Réflexivité de la structure pour $N_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\Lambda = 3\mu\text{m}$, $F = 0.85$ et $H_{\text{SR}} = 700 \text{ nm}$. Plusieurs pics d'absorption apparaissent, en particulier à $34.34\mu\text{m}$	105
4.13	Champ proche dans la structure : $ E_z ^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i = 34.34 \mu\text{m}$. Les traits blancs représentent la géométrie de la structure. Le carré blanc représente un créneau en or du réseau. Une forte surintensité est localisée dans le puits quantique. L'intensité maximum est proche de 600, soit un facteur d'amplification résonant du champ $ E_z $ d'environ 24.5.	106
4.14	Dépendance de l'absorption A_z à l'angle d'incidence θ_i à $34.34 \mu\text{m}$	106
4.15	Champ proche dans la structure sans puits quantique : $ E_z ^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i = 34.34 \mu\text{m}$. La géométrie est représentée en traits blancs.	107

4.16	Champ proche dans la structure avec puits quantique : $ E_z ^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i=34.34 \mu\text{m}$	107
4.17	Evolution de l'absorption A_z , H_{SR} et F pour une structure reportée sur de l'or et comparée à une structure avec substrat en GaAs de différents dopages.	108
5.1	Représentation schématique de la couche active déposée par épitaxie.	113
5.2	Étapes de fabrication du réseau métallique.	114
5.3	Réseaux fabriqués, avec leur pad de contact. a/ Période 4 microns, facteur de remplissage 0.65, b/ et c/ période 10 microns, facteur de remplissage 0.3.	115
5.4	Echantillon connecté prêt pour les mesures optiques. Pour placer l'échantillon et son support dans le spectromètre, nous avons été obligé de couper en deux le porte-échantillon, avec l'aide précieuse de l'atelier d'optique de l'IOGS.	116
5.5	Réflectivité du modulateur en polarisation TE (gauche) et TM (droite) pour deux tensions de grilles différentes et pour un angle d'incidence $\theta_i=15^\circ$. Un creux de réflectivité apparaît à $34.34 \mu\text{m}$ et est modulé par la tension de grille. Les creux supplémentaires pour les mesures à 0.4V de tension de grille sont liés à la vapeur d'eau, et ne sont pas corrélés à la polarisation électrique de la structure.	117
5.6	Réflectivité en polarisation TM pour des tensions appliquée à la structure allant de -0.3 à 0.3V et pour un angle d'incidence $\theta_i=15$ degrés. A haut, vue générale. Seule la zone autour de $34.34 \mu\text{m}$ est affectée par la tension appliquée. En bas, vue de détail de la bande spectrale modulée. A résonance, la réflectivité passe de 0.382 à 0.248, soit une amplitude de modulation de 0.134.	118
5.7	Différentiel de réflectivité pour un angle d'incidence $\theta_i=15$ degrés et des tensions allant de -0.3 à 0.3V appliquées à la structure. R_- est pris comme référence pour une tension appliquée de -0.3V.	119
5.8	Différentiel de réflectivité entre -0.1 et 0.5V pour différents angles de mesures. Le différentiel est quasi-indépendant de l'angle d'incidence.	120
5.9	Réflectivité expérimentale de la structure A pour une tension appliquée de -0.3V et un angle d'incidence θ_i de 15 degrés comparée à un calcul avec les paramètres obtenus par ajustement, et indiqués dans le tableau 5.1. L'onde incidente est polarisée TM.	121
5.10	Mesure Hall par méthode Van der Pauw de la résistance de couche du gaz 2D ($R_{2\text{DEG}}$), de la densité de porteurs totale (N_{tot}) dans le puits, et de la mobilité (μ_e) en fonction de la tension de grille appliquée entre la grille et le substrat.	125
5.11	Structure de bande de la structure sous la grille (haut), avec représentation des fonctions d'ondes (en bas, courbes noires) dont la valeur moyenne correspond à l'énergie du niveau. Les sous-bandes 1, 2 et 3 sont respectivement à 51.35 meV , 86.465 meV et 145.62 meV du niveau de Fermi.	127
5.12	Evolution de la densité de porteurs N_e dans le puits, de l'écart d'énergie entre les niveaux 1 et 2, ainsi que de la force d'oscillateur f_{12} de la transition entre ces deux niveaux en fonction de la tension appliquée à la structure. Nous distinguons la densité de porteur totale N_{tot} , les densité de porteurs N_1 et N_2 respectivement dans les sous-bandes 1 et 2.	128

5.13	Evolution de la densité de porteurs dans les deux premières sous-bandes en fonction de l'énergie de la première sous-bande E_1 par rapport au niveau de Fermi. Nous fixons la différence d'énergie entre E_2 (énergie de la deuxième sous-bande) et E_1 à 35.1 meV. Nous trouvons alors des rapports simples, valides pour une énergie E_1 supérieure à 25 meV (trait vertical noir) au dessus du niveau de Fermi : $N_{s1} \approx 5N_{\text{tot}}/6$, $N_{s2} \approx N_{\text{tot}}/6$	130
5.14	Réflectivité expérimentale et théorique en fonction de la tension appliquée à la grille. En haut, l'effet de la TISB n'est visible qu'entre 32 et 35 microns. Ailleurs, expérimentalement et théoriquement, les réflectivité à $\pm 0.3V$ sont similaires. En bas, une vue de détail sur la résonance montre que les paramètres utilisés dans le calculs traduisent précisément les amplitudes des résonances aussi bien pour la tension positive que pour la tension négative.	132
5.15	Différentiel de réflectivité en pourcent, théorique et expérimental. Le bon accord observé sur les réflectivité en figure 5.14 est directement traduit dans cette figure.	133
5.16	A gauche : partie réelle et imaginaire de la fonction diélectrique de GaAs comparée à la composante selon z de $\epsilon(\omega)$ (soit ϵ_β) contenant la contribution de la TISB, pour une tension de grille de 0.3V. A droite, vue de détail autour de $34\mu\text{m}$	133
5.17	Facteur de qualité ENZ en fonction de la longueur d'onde pour différents dopages. La valeur maximum de ce facteur chute avec la densité de porteurs dans le puits.	135
5.18	Transmission d'une couche d'air (N_2 et H_2O) d'un mètre d'épaisseur pour un taux d'humidité de 90% sur différentes plages de longueur d'onde. Les traits verticaux noirs représentent l'énergie du phonon longitudinal optique pour différents semi-conducteurs III-V pouvant former des hétérostructures quantiques.	138
A.1	Géométrie considérée. Surface entre de l'air et un métal ou un cristal ionique (pour l'air, $\epsilon_d = 1$), ou interface entre un diélectrique et un métal ou un cristal ionique. L'onde incidente est représentée en polarisation TM.	145
A.2	Représentation d'un système quelconque présentant des entrées I et des sorties O .	149
A.3	Représentation d'une interface α présentant des entrées I et des sorties O	150
A.4	Représentation d'une interface β présentant des entrées I et des sorties O	151
D.1	Schéma d'une croix de Van der Pauw. En rose, 4 contacts ohmiques permettent de contacter le gaz d'électron. En bleu, un mesa permet de limiter la circulation des électrons, enfin en gris, une grille (contact Schottky) permet de contrôler la population électronique dans le puits en appliquant une tension entre ce contact, et la face arrière de l'échantillon.	163
D.2	Etapas de fabrication des dispositifs Van der Pauw. Une description détaillée est donnée dans le texte.	165
D.3	Photographie au microscope optique d'une croix de Van der Pauw avec grille fabriquée au LPN.	166
E.1	Réflectivité de la couche pour modulateur de réflectivité THz commandé électriquement à différents angles en polarisation TM	168

E.2	Réflexivité expérimentale et théorique en utilisant un modèle d'alliage isotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.	169
E.3	Réflexivité expérimentale et théorique en utilisant un modèle de milieu effectif anisotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.	171
E.4	Réflexivité expérimentale et théorique en utilisant le modèle anisotrope de Chu et Chang[Chu 1988] pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.	173
E.5	Réflexivité expérimentale et théorique en utilisant le modèle d'alliage isotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau. L'ajustement est effectué pour la réflexivité avec réseau, et les paramètres obtenus sont réinjectés dans le calcul des la réflexivité de la structure sans réseau.	175

Introduction aux ondes de surface

Sommaire

1.1 Plasmons polaritons de surface (SPP)	2
1.1.1 Fonction diélectrique d'un métal	2
1.1.2 Relation de dispersion	4
1.1.3 Grandeurs associées à l'onde de surface	6
1.2 Phonons polaritons de surface	11
1.2.1 Matériaux polaires	11
1.2.2 Matériaux polaires dopés	18
1.2.3 Matériaux polaires et alliages	25
1.3 Conclusion	29

Nous nous intéressons dans cette partie aux ondes de surface. Comme leur nom l'indique, ces ondes sont des modes électromagnétiques liés à une interface entre un matériau dit "actif" et un milieu diélectrique. Nous verrons que l'on peut considérer plusieurs type d'ondes de surface, suivant le type de matériau les supportant.

D'une manière générale, les propriétés remarquables de ces ondes sont leur fort confinement spatial dans la direction perpendiculaire à l'interface qui peut être inférieur à la longueur d'onde. Elles sont indissociables de leur support, qui lui même peut avoir des dimensions nanométriques. Ceci permet d'obtenir des modes dont le volume est très inférieur à la longueur d'onde. Une autre particularité importante concerne la densité locale d'états électromagnétiques, qui se trouve fortement augmentée par rapport à celle du vide, notamment grâce à la contribution de la matière. Nous reviendrons plus en avant sur ces propriétés dans la suite de ce chapitre.

Pour illustrer notre propos nous allons prendre comme exemple un plasmon polariton de surface se propageant à l'interface entre un métal et du vide. Cet exemple nous permettra d'introduire les différentes grandeurs associées à ces ondes de surface. Nous allons ensuite étendre ces notions pour l'infrarouge lointain et considérer les phonons polaritons de surface. La plasmonique étant un sujet très à la mode ces dernières années, de nombreux ouvrages proposent des chapitres introductifs traitant de ce sujet. On peut aussi se référer au livre "fondateur" de Raether paru en 1988[Raether 1988] sur les plasmons polaritons de surface pour plus de détails. Plus récemment, des articles de revue[Barnes 2003, Zayats 2005, Schuller 2010, Atwater 2010] présentent de manière détaillée les progrès effectués dans le domaine du point de vue théorique et expérimental. Pour ce qui est des phonons polaritons de surface, l'ouvrage d'Agranovich et Mills [Agranovich 1982] fait référence.

1.1 Plasmons polaritons de surface (SPP)

Un plasmon polariton de surface (SPP) est un mélange entre un plasmon, onde associée à l'oscillation des électrons libres dans un métal, et une onde électromagnétique, le tout se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. On peut voir le SPP comme une onde de densité de porteur générant un champ électromagnétique. La nature mixte de cette onde, mélange d'une oscillation mécanique et d'un mode électromagnétique lui donne son qualificatif de polariton. Il y a couplage fort entre le champ électromagnétique (photon) et l'oscillation mécanique des électrons (plasmon), et on nomme ce mode mixte un plasmon polariton de surface (SPP).

Le SPP est décrit de manière classique par sa relation de dispersion, c'est-à-dire le lien entre la pulsation temporelle de l'onde ω et son vecteur d'onde k traduisant son oscillation spatiale. La relation de dispersion d'un photon dans le vide est $k(\omega) = \omega/c$, où c est la vitesse de la lumière. Lorsque l'onde se propage dans un milieu, nous avons recours à une quantité décrivant l'interaction du milieu avec l'onde électromagnétique : la fonction diélectrique, usuellement notée $\varepsilon(\omega)$ ¹. La relation de dispersion du photon dans ce milieu s'écrit alors $k(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}$. L'origine physique microscopique de l'interaction est contenue dans cette fonction diélectrique. Cette dernière est une quantité complexe dont la partie imaginaire est liée aux phénomènes de pertes dans le milieu. Nous allons nous pencher plus en avant sur cette fonction diélectrique avant de voir la relation de dispersion d'un SPP.

1.1.1 Fonction diélectrique d'un métal

Dans le cas d'un métal, l'interaction d'une onde électromagnétique avec le milieu est essentiellement pilotée par les électrons libres. Les propriétés optiques d'un métal sont usuellement décrites par le modèle de Drude. Les hypothèses de départ de ce modèle sont les suivantes : nous considérons les électrons comme des particules classiques, sans interactions entre elles, dotées d'une masse m_e et d'une charge électrique $-e$. Ces dernières ont un mouvement libre dans le métal, uniquement limité par leurs interactions avec d'autres particules (interactions électrons-phonons, électrons-électrons, et électrons-impuretés du métal) qui étaient interprétées à l'époque comme des collisions entre les électrons et les atomes du métal. Ce modèle considère donc un temps moyen entre deux interactions τ_e . La fonction diélectrique se trouve en appliquant le principe fondamentale de la dynamique à un électron ayant un mouvement harmonique de pulsation ω , et en reliant ce mouvement à la polarisabilité de la matière :

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_e}, \quad (1.1)$$

avec

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}, \quad (1.2)$$

la fréquence plasma des électrons correspondant au mouvement propre et collectif des charges dans le métal. A cette oscillation on peut associer un quantum d'énergie $\hbar\omega_p$ que l'on appelle

1. Le terme usuel est constante diélectrique. Or, pour un métal, ou pour un cristal polaire à des fréquences proches des phonons optiques, $\varepsilon(\omega)$ est loin d'être une constante et dépend fortement de la pulsation.

plasmon. Ce modèle simple bien qu'il soit entièrement classique, décrit particulièrement bien le comportement optique des métaux dans le proche et moyen infra-rouge [Ordal 1985]. Il doit être utilisé avec plus de prudence dans le visible, où, pour l'or par exemple, des transitions interbandes apportent une contribution non négligeable. Les modèles utilisés dans ce cas sont des modèles ayant pour base le modèle de Drude auquel sont apportées des corrections pour tenir comptes des phénomènes supplémentaires [Etchegoin 2006]. L'évolution de la fonction diélectrique en fonction de la longueur d'onde pour de l'or est représentée en figure 1.1. Nous comparons le modèle de Drude, dont les paramètres sont issus des travaux de Ordal et al. [Ordal 1985] à partir de mesures dans l'infrarouge proche et lointain, avec les données expérimentales mesurées dans le visible et référencées dans l'ouvrage de Palik [Palik 1985].

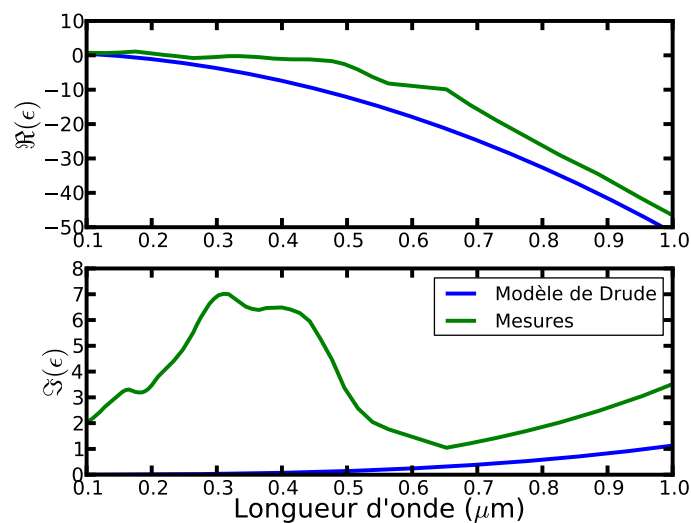


FIGURE 1.1 – Fonction diélectrique de l'or, comparaison du modèle de Drude (paramètres tirés de Ordal et al. [Ordal 1985]) et des mesures référencées dans l'ouvrage de Palik [Palik 1985]. Le modèle rejoint les mesures dans l'infrarouge.

La figure 1.1 montre clairement que le simple modèle de Drude ne doit pas être utilisé dans le visible. Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons les valeurs référencées dans l'ouvrage de Palik [Palik 1985] pour calculer les différentes grandeurs dans le visible, et le modèle de Ordal pour les grandes longueurs d'onde supérieures à 10 microns.

1.1.2 Relation de dispersion

Nous considérons une interface plane entre du vide et un métal semi-infini, comme celle illustrée en figure 1.2. Nous prenons un système de coordonnées avec l'axe z orienté vers le bas. Nous représentons aussi le champ électrique, magnétique et le vecteur d'onde d'une onde propagative incidente sur le métal. Cette onde incidente est en polarisation transverse magnétique (TM ou P), ce qui signifie que le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence (x, z) de l'onde, le champ magnétique étant perpendiculaire à ce plan.

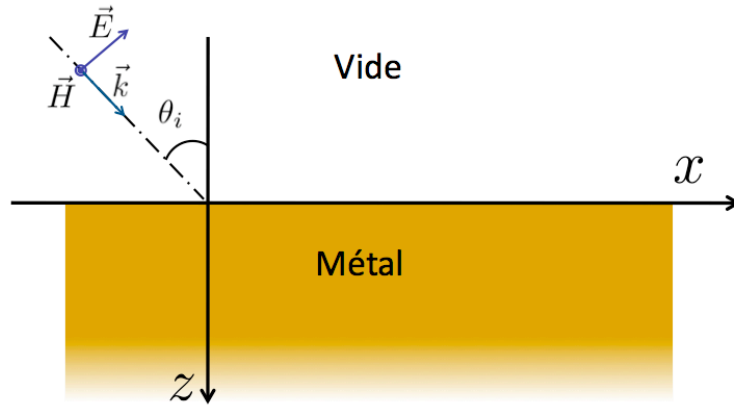


FIGURE 1.2 – Géométrie considérée : interface vide / métal sans pertes.

Les relations de dispersion d'un plasmon (de volume) et d'un photon dans le plan $(k_x, \omega)^2$, avec $k_x = |\vec{k}| \sin(\theta_i)$ sont tracées en figure 1.3. Pour le photon, une dépendance linéaire avec le vecteur d'onde donne une droite ($\varepsilon = 1$). La zone se situant à gauche de cette droite, représentée en grisé sur la figure 1.3 est appelée cône de lumière. Elle représente le vecteur d'onde k_x maximum atteint par une onde propagative, c'est à dire $\theta_i = 90^\circ$. L'axe des ordonnées correspond à un angle d'incidence nul. Le cône entre ces deux droites représente donc tous les angles d'incidence possible (i.e. tous les vecteurs d'onde k_x) pour une onde propagative incidente sur l'interface. Toute onde ayant un couple (k_x, ω) se situant dans cette zone est propagative. En dehors de cette zone, la composante perpendiculaire à l'interface du vecteur d'onde $k_z = \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}$, est imaginaire ($k_x > \omega/c$) de sorte que l'onde est évanescente.

La dérivation des équations de Maxwell pour une onde polarisée TM ou P (transverse magnétique) permet d'arriver à la relation de dispersion du SPP. Elle est donnée par l'équation 1.3, son obtention étant traitée en annexe A.

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m}{1 + \varepsilon_m}} \quad (1.3)$$

Cette relation reste valable indépendamment du modèle de fonction diélectrique utilisé, Drude ou un modèle plus complexe. Nous pouvons tracer cette relation de dispersion, en prenant les

2. Nous ne notons plus la dépendance de la fonction diélectrique, du vecteur d'onde ou de ses composantes à la pulsation pour alléger les notations.

valeurs expérimentales de la fonction diélectrique de l'or utilisées précédemment [Palik 1985]. Ceci est fait en figure 1.3, où l'axe des ordonnées est normalisé par la fréquence plasma.

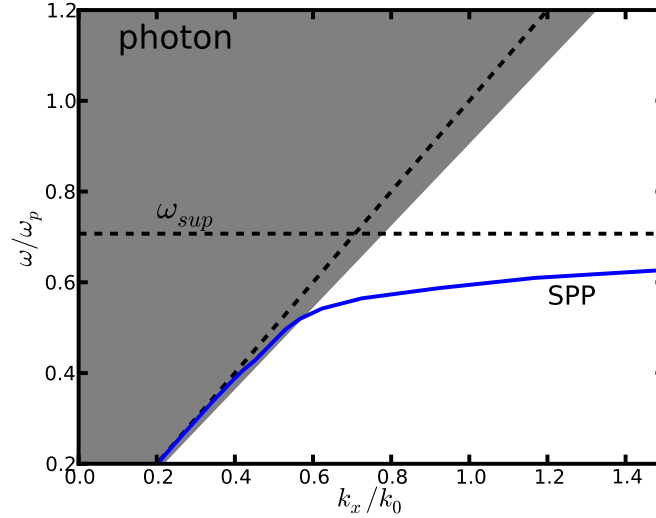


FIGURE 1.3 – Relation de dispersion d'un SPP à une interface vide/métal sans pertes.

Comme nous l'avons dit plus haut, le SPP résulte d'un couplage entre le champ électromagnétique (photon) et la matière (plasmon). Ce couplage est mis en évidence sur la relation de dispersion. Elle possède un comportement différent suivant son vecteur d'onde. Quand ce dernier est faible, la relation de dispersion du SPP est proche de celle de la lumière dans le vide, puis au fur et à mesure que le vecteur d'onde augmente, la relation dévie de celle du photon pour tendre vers un comportement similaire à celui du plasmon, c'est à dire une relation de dispersion horizontale. Quelle que soit sa pulsation, le vecteur d'onde du SPP est supérieur à celui d'une onde se propageant dans le vide, ce qui dénote son caractère évanescent. Nous voyons aussi que le SPP existe pour une plage de pulsation allant de 0 à la fréquence de l'asymptote ($k_x \gg k_0$) que nous appellerons ω_{sup} . Dans le cas étudié ici, cette fréquence est obtenue en annulant le dénominateur sous la racine dans l'équation 1.3.

$$\varepsilon_m(\omega_{sup}) = -1, \quad (1.4)$$

Nous pouvons alors donner les conditions d'existence du SPP pour la fonction diélectrique du métal ε_m :

$$\varepsilon_m < 0 \quad (1.5)$$

$$|\varepsilon_m| > 1 \quad (1.6)$$

Cette condition n'est valable que pour le cas d'une interface entre le vide et un métal parfait. De manière plus générale, dans le cas d'une interface entre un milieu décrit par la fonction

diélectrique ε_d et un métal (ε_m), la relation de dispersion s'écrit :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (1.7)$$

et les conditions d'existence deviennent :

$$\varepsilon_m < 0 \quad (1.8)$$

$$|\varepsilon_m| > |\varepsilon_d| \quad (1.9)$$

1.1.3 Grandeurs associées à l'onde de surface

Nous allons maintenant dériver quelques grandeurs permettant de caractériser l'onde de surface, notamment sont extension spatiale par rapport à l'interface, sa longueur de propagation le long de cette interface, et la densité électromagnétique d'état au dessus de l'interface lui étant associée. Ecrivons les champs, toujours pour la polarisation TM, dans le matériau i :

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_{xi} \\ 0 \\ E_{zi} \end{pmatrix} \exp i(k_x x + k_{zi} z - \omega t) \quad (1.10)$$

La norme du vecteur d'onde total \mathbf{K}_i est définie par :

$$|\mathbf{K}_i|^2 = \varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{zi}^2, \quad (1.11)$$

Le vecteur d'onde parallèle k_x étant conservé, il n'est pas nécessaire de l'indicer. L'équation 1.11 donne directement l'expression du vecteur d'onde perpendiculaire à l'interface :

$$k_{zi}^2 = \varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2 \quad (1.12)$$

Or nous avons vu en regardant la relation de dispersion que pour un métal, k_x est supérieur à ω/c ce qui traduit le fait que la relation de dispersion est en dehors du cône de lumière. Nous avons donc k_z^2 qui est négatif, ce qui revient à dire que :

$$k_z = i\gamma \quad (1.13)$$

avec γ une quantité positive et réelle. Si l'on injecte l'équation ci-dessus (eq. 1.13) dans l'équation du champ (eq. 1.10), on obtient une décroissance exponentielle selon la direction z . Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface, le champ électrique va diminuer exponentiellement, ce qui traduit le comportement évanescent de l'onde de surface.

Nous allons maintenant nous intéresser à différentes grandeurs nous permettant de mieux caractériser le SPP.

1.1.3.1 Longueur de décroissance à l'interface

Un quantité intéressante à étudier est la distance sur laquelle le champ électrique décroît dans la direction z . Nous définissons une longueur d'atténuation par rapport à l'interface, et dans le milieu i par :

$$\delta_{zi} = \frac{1}{2\Im(k_{zi})} \quad (1.14)$$

qui définit la longueur pour laquelle l'intensité du champ a été divisée par e , avec e tel que $\ln(e) = 1$. Cette quantité permet d'estimer le confinement perpendiculaire à l'interface pour le SPP. Plus δ_{z_i} est petit plus le champ est confiné à l'interface.

1.1.3.2 Longueur de propagation

Nous pouvons aussi définir le même type de grandeur dans la direction x , qui nous donne la longueur de propagation de l'onde de surface le long de l'interface :

$$\delta_x = \frac{1}{2\Im(k_x)} \quad (1.15)$$

Plus δ_x est grand, plus l'onde de surface se propage loin le long de l'interface. Cette longueur de propagation est aussi liée à la longueur de cohérence du champ proche, cette dernière étant assurée par l'onde de surface.

Les grandeurs δ_x et δ_z permettent des dimensionnements rapides de systèmes utilisant les ondes de surfaces. Elles peuvent orienter le choix de matériaux, de longueur d'onde de travail, ainsi que des configurations expérimentales suivant les applications recherchées.

1.1.3.3 SPP dans l'infrarouge lointain

Regardons quelques valeurs prises par ces différentes grandeurs, pour de l'or dans le visible et l'infrarouge proche et lointain, reportées dans le tableau suivant :

λ_i (μm)	0.652	1	10	35
δ_x (μm)	8.39	103.9	38 888	476 617
δ_{z1} (μm)	0.155	0.57	57.3	666
δ_{z2} (μm)	0.015	0.011	0.011	0.010
δ_x/λ_i	12.86	100.6	3 888	13 617
δ_{z1}/λ_i	0.238	0.56	5.73	715
δ_{z2}/λ_i	0.023	0.011	0.0011	0.0003

TABLE 1.1 – Propriétés d'un SPP pour une interface air/or, avec les valeurs tirées de l'ouvrage de Palik[Palik 1985] pour 633nm et $1\mu\text{m}$, puis le modèle de Drude avec paramètres de Ordal et al.[Ordal 1985] pour 10 et $34\mu\text{m}$.

Les différentes grandeurs évoluent fortement du visible à l'infrarouge lointain. L'onde est d'abord très confinée sur une distance inférieure à la longueur d'onde perpendiculairement à l'interface. Elle se propage sur quelques dizaines de longueurs d'onde le long de cette dernière. Par contre, dans l'infrarouge plus lointain, si nous gagnons beaucoup en longueur de propagation, nous perdons le confinement perpendiculairement à l'interface.

A $35\mu\text{m}$, δ_{z1} monte à plus de 700 longueurs d'onde (contre 0.238 environ dans le visible). Cela revient à dire que la majorité du champ est situé dans l'air. En regardant la relation de dispersion pour les faibles énergies, nous constatons qu'elle passe effectivement très près du cône de lumière. L'onde de surface ressemble alors plus à un onde propagative à incidence rasante.

On ne parle plus de SPP, mais d'onde de Zenneck-Sommerfeld[Goubau 1950] dans le domaine des ondes radio et microondes.

1.1.3.4 Facteur de Purcell et densité d'énergie électromagnétique locale

Une des propriétés les plus intéressantes des ondes de surfaces est leur forte densité d'états. Cette grandeur représente le nombre d'états accessibles par unité de volume et d'énergie d'un système. En particulier, pour un émetteur quantique, une augmentation de son émission spontanée est observée lorsque la densité d'états est importante, comme l'indique la règle d'or de Fermi. Le facteur de Purcell est proportionnel à τ_0/τ , où τ est le temps de vie d'un émetteur dans un système donné, et τ_0 celui du même émetteur dans le vide. Soulignons qu'en toute rigueur, la densité d'états locale étudiée ici à partir de la densité d'énergie prend en compte tous les états de polarisation tandis que la densité d'états locale utilisée pour étudier la durée de vie d'un émetteur ne considère que les états de polarisation parallèles au moment dipolaire de l'émetteur. Dans le vide, la différence se ramène à un facteur 3, tandis qu'au voisinage d'une interface, les effets de polarisation peuvent être plus importants. Nous allons voir que les ondes de surfaces peuvent apporter une contribution très importante à la densité d'états lorsque l'on est proche d'une surface, et ainsi augmenter le facteur de Purcell. Cet effet a été démontré[Drexhage 1974], et sert par exemple à augmenter la fluorescence de molécules.

Nous allons voir comment nous pouvons obtenir une valeur de ce facteur de Purcell en fonction de la densité d'énergie électromagnétique locale dans le cas d'une interface plane entre un milieu décrit par une fonction diélectrique ε et le vide. Nous définissons le facteur de Purcell, dépendant de la fréquence ω , de la distance à l'interface z , et de la température T de la manière suivante :

$$F_p(\omega, z, T) = \frac{u(\omega, z, T)}{u^0(\omega, T)} \quad (1.16)$$

$u^0(\omega, z, T)$ est la densité d'énergie électromagnétique dans le vide en $\text{J.m}^{-3}.\text{Hz}^{-1}$, donnée par[Joulain 2003, Joulain 2005] :

$$u^0(z, \omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^2} \left(\frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \right) \quad (1.17)$$

Le terme $u(\omega, z, T)$ peut se décomposer en deux contributions, la première provenant des ondes propagatives, $u^{prop}(\omega, z, T)$, et la seconde des ondes évanescentes $u^{evan}(\omega, z, T)$. Pour une faible distance à l'interface, une expression asymptotique donne une bonne approximation de la contribution des ondes évanescentes :

$$u^{evan}(\omega, z, T) \approx \frac{1}{8\pi^2 \omega z^3} \text{Im} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1} \right) \left(\frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \right) \quad (1.18)$$

Cette expression asymptotique est valide pour des distances inférieures à une centaine de nanomètres de la surface. On peut voir de suite qu'elle présente une divergence lorsque la fonction diélectrique est égale à -1, c'est à dire lorsque l'on s'approche de l'asymptote de la relation de dispersion. Une vision plus simple et intuitive est de dire que la densité d'énergie locale est

proportionnelle à l'inverse de la dérivée de la relation de dispersion ($1/|\nabla_k \omega(k)|$). Lorsque l'on atteint l'asymptote, $|\nabla_k \omega(k)|$ tends vers zéro et son inverse diverge.

Pour la partie propagative, il faut calculer l'intégrale suivante :

$$u^{prop}(\omega, z, T) = u^0(\omega, T) \int_0^{k_0} \frac{K dK}{2k_0 |\gamma|} [(1 - |r_s|^2) + (1 - |r_p|^2)] \quad (1.19)$$

Dans cette expression, K est la norme du vecteur d'onde du rayonnement propagatif, γ est la composante selon z du vecteur d'onde défini par $\gamma^2 = k_0^2 - K^2$, $k_0 = \omega/c$ est le vecteur d'onde dans le vide, et (r_p, r_s) sont les coefficients de réflexion de Fresnel³ en polarisation TM et TE respectivement.

Le facteur de Purcell est donné par :

$$F_p = \frac{u^{prop}(\omega, z, T) + u^{evan}(\omega, z, T)}{u^0(z, \omega, T)}, \quad (1.20)$$

et est représenté en fonction de la longueur d'onde pour une distance de 10 nm au dessus de l'interface air/or en figure 1.4. Nous utilisons les données issues de Palik[Palik 1985] pour la fonction diélectrique de l'or.

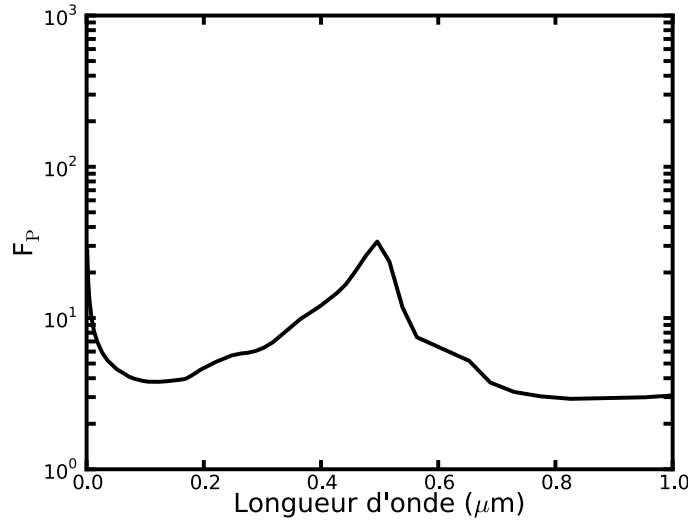


FIGURE 1.4 – Densité d'état locale à 10 nm au dessus d'une interface or/métal, données issues de Palik[Palik 1985].

Le facteur de Purcell présente une augmentation dans le visible. Il faut faire attention en regardant cette courbe. En effet, le maximum du facteur de Purcell apparaît non pas à 300 nm qui est environ l'asymptote de la relation de dispersion, mais à 500 nm, qui correspond à un maximum de pertes dans l'or. Le pic à 500 nm correspond donc à une augmentation du transfert d'énergie vers le métal sous forme de pertes. Le léger rebond avant 300 nm est lié à au SPP.

3. Leurs expressions sont données en annexe A.

Nous avons vu au cours de cette partie que les SPP possédaient des propriétés de confinement spatiales très intéressantes, couplées à une forte densité d'états dans le visible. Cependant, ils ne présentent pas de propriétés particulièrement intéressantes pour le THz. Ce qui est valable pour l'or est en général valable pour tous les métaux. Nous allons donc nous intéresser à d'autres matériaux supportant d'autres types d'ondes de surface, qui cette fois possèdent les propriétés de confinement et d'augmentation de densité d'états dans la gamme de fréquence d'intérêt.

1.2 Phonons polaritons de surface

Nous avons jusqu'à présent considéré des SPP, à l'interface entre du vide et un métal. Nous avons décrit la relation de dispersion de l'onde, ainsi que les grandeurs lui étant associées. Nous allons maintenant voir ce qu'il en est des phonons polaritons de surface (SPhP).

Les équations 1.3 à 1.20 sont toujours valables. La différence, d'origine microscopique, est entièrement décrite dans la fonction diélectrique. Nous allons donc nous attarder sur cette dernière dans le cas des matériaux polaires.

1.2.1 Matériaux polaires

On appelle un matériau polaire un cristal dont les atomes de la maille élémentaire possèdent des électronégativités différentes. Pour définir la fonction diélectrique dans un métal, nous avons considéré le mouvement des électrons. Dans les matériaux polaires non dopés, les électrons ne sont pas mobiles, mais restent liés à leur atome. C'est le mouvement des atomes les uns par rapport aux autres qui va influencer la polarisabilité de la matière, et donc la fonction diélectrique.

Prenons l'exemple de GaAs. Ce matériau cristallin possède une structure zinc-blende, dont les modes de vibrations sont représentés dans la figure 1.5. En optique, nous travaillons à des

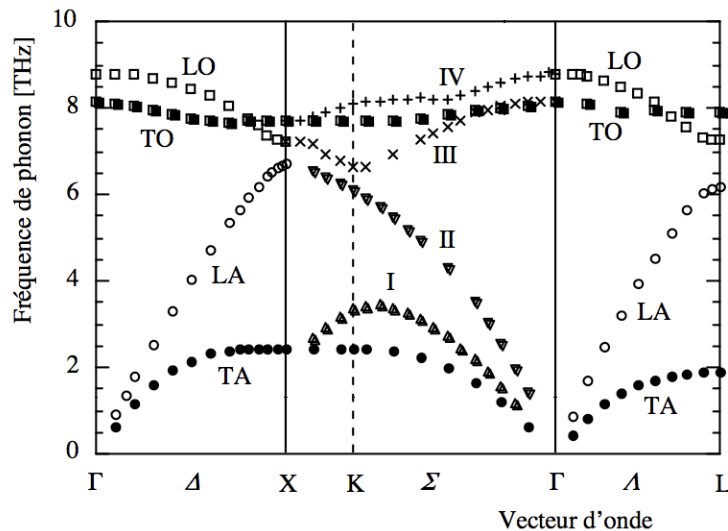


FIGURE 1.5 – Phonons dans GaAs, LO et TO signifient respectivement longitudinal et transverse optique, LA et TA, longitudinal et transverse acoustique.

vecteurs d'onde beaucoup plus faibles que ceux indiqués sur la figure 1.5. Typiquement, le vecteur d'onde en L est de l'ordre de quelques 10^{10} m^{-1} . La lumière, aux longueurs d'onde THz que nous considérons ($35 \mu\text{m}$) possède un vecteur d'onde au maximum de $2\pi/\lambda$ soit quelques 10^5 m^{-1} . Nous travaillons donc toujours en centre de zone (Γ) et considérons les fréquences des phonons optiques comme constantes et indépendantes du vecteur d'onde (hypothèse de localité). La fonction diélectrique sera aussi locale et n'aura donc pas de dépendance au vecteur d'onde.

Nous nous intéressons aux phonons optiques pour lesquels les atomes de la maille élémentaire vibrent en opposition de phase. Du fait de l'électronégativité différente des atomes, chaque maille élémentaire peut être considérée comme un dipôle oscillant qui rayonne un champ électromagnétique. Ces phonons optiques sont dit "actifs" car ils interagissent avec la lumière.

Ces matériaux sont très répandus, en particulier dans la micro-électronique, puisque tous les composés issus d'un alliages d'éléments des colonnes III et V du tableau de Mendeleïev sont polaires, en particulier GaAs, AlAs, InP, InAs, GaP, etc. Cette famille de matériaux se nomme les composés III-V. D'une manière générale, ils présentent une résonance de leur fonction diélectrique dans l'infrarouge lointain, entre 20 et 50 microns (soit entre 15 et 6 THz). Les cristaux issus des colonnes I et VII, les halogénures alcalins, comme KBr, NaCl, CaF₂, LiF par exemples sont aussi polaires. Pour ces matériaux, la résonance de la fonction diélectrique se trouve plutôt dans l'infrarouge moyen, autour d'une dizaine de microns. Notons aussi que les matériaux issus des éléments des colonnes II-VI et IV-IV sont aussi polaires. La résonance de la fonction diélectrique est très bien modélisée par un oscillateur de Lorentz, et la fonction diélectrique est pilotée par la force et la fréquence de ces phonons optiques. La fonction diélectrique, proposée par Born et Huang[Born 1954] s'écrit alors :

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right), \quad (1.21)$$

avec ω_L et ω_T la fréquence des phonons optiques respectivement longitudinaux et transverses. γ est un terme d'amortissement.

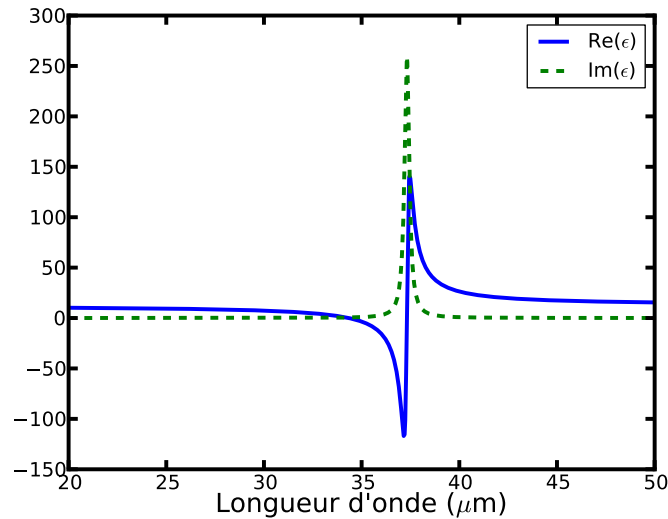


FIGURE 1.6 – Fonction diélectrique de GaAs, modèle de Lorentz avec les paramètres issus de Palik[Palik 1985].

Les fréquences phonons sont reliées par la relation de Lyddane-Sachs-Teller (LST) :

$$\frac{\omega_L^2}{\omega_T^2} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty} \quad (1.22)$$

Lorsque nous représentons la fonction diélectrique, nous voyons que sa partie réelle devient négative dans une bande restreinte de longueur d'onde (figure 1.6). On appelle cette bande de fréquence le Reststrahlen.

La fonction diélectrique étant négative, le matériau se comporte alors optiquement comme un métal : sa réflectivité augmente fortement. Ceci est illustré en figure 1.7, pour du GaAs en incidence normale en utilisant la formule classique :

$$R = \left| \frac{n - 1}{n + 1} \right|^2, \quad (1.23)$$

avec $n = \sqrt{\varepsilon}$.

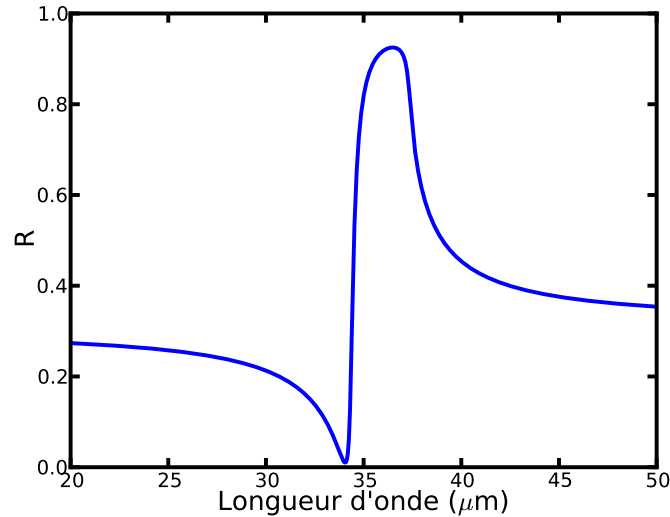


FIGURE 1.7 – Réflectivité théorique de GaAs pour des longueurs d'ondes autour du Reststrahlen.

Comme nous l'avons vu dans la partie sur les SPP, l'existence d'une onde de surface est conditionnée par les équations 1.8 et 1.9. Ces dernières sont remplies pour GaAs, dans une plage de longueur d'onde restreinte ($34.57\mu\text{m} < \lambda < 37.30\mu\text{m}$). Nous avons alors une onde de surface répondant à la même description électromagnétique qu'un SPP. Toutefois l'origine physique étant les phonons optiques, on parle de phonons polaritons de surface auxquels nous nous référerons par l'acronyme SPhP pour éviter la confusion avec les plasmons polaritons de surface (SPP).

La première caractérisation expérimentale de SPhP a été réalisée par Bryksin et al. en 1971 [Bryksin 1971] sur une lame de NaCl. Par la suite, d'autres matériaux polaires ont été étudiés (CdF₂, CaF₂, KBr, NaCl, NaF, LiF, ... [Fischer 1973]). Ces derniers posent quelques problèmes concernant la modélisation de leur fonction diélectrique, notamment car ces matériaux

sont hygroscopiques, et aussi parce que les pertes sont dépendantes de la fréquence. L'existence de SPhP sur GaP pour lequel le terme de perte est constant a été démontrée expérimentalement par Marschall et al. [Marschall 1972]. Une quantité impressionnante de travaux ont été menés dans les années 1970, aussi bien théoriques qu'expérimentaux. La lecture des articles de revue publiés par Fischer [Fischer 1973], Bryskin [Bryksin 1974] et Agranovich [Agranovich 1982] témoignent de la littérature foisonnante à cette époque sur les SPhP. De la même manière que pour les SPP, l'intérêt pour ces modes de surface s'est quelque peu atténué dans les années 1980. Si les SPP sont revenu à la mode ces 20 dernières années, les SPhP se trouvent beaucoup plus rarement dans la littérature actuelle.

Pour notre étude, nous souhaitons travailler avec des ondes de surface dans le THz. Les semi-conducteurs III-V sont des matériaux présentant des Reststrahlen dans cette zone. Les valeurs de la littérature (selon Palik [Palik 1985]) pour quelques matériaux III-V sont données dans le tableau 1.2.1 ci-contre :

	GaP			GaAs			InSb		
	cm^{-1}	μm	THz	cm^{-1}	μm	THz	cm^{-1}	μm	THz
ω_L	402.4	24.85	12.07	292.1	34.23	8.763	190.4	52.52	5.71
ω_T	363.4	27.51	10.90	267.8	37.34	8.04	179.1	55.74	5.37
γ	1.1	9090	0.03	2.54	3937	0.07	2.86	3496	0.08
ε_∞	9.09			11.0			15.7		

TABLE 1.2 – Propriétés physique pour différents semi-conducteurs binaires III-V. (Pour GaP, des termes correctifs sont à ajouter, cf. [Palik 1985])

La figure 1.8 présente la partie réelle de la fonction diélectrique de différents composés III-V, en fonction de la pulsation normalisée à celle du phonon transverse optique.

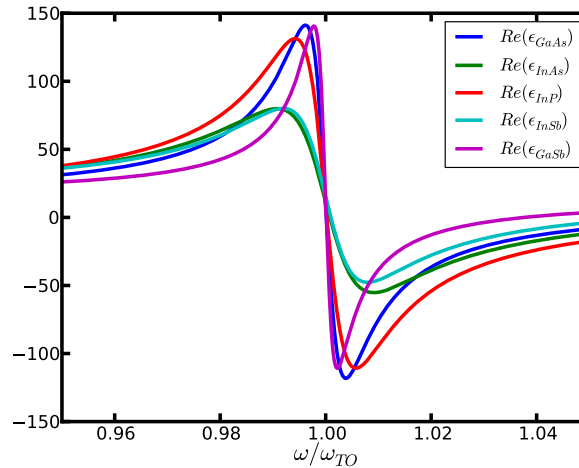


FIGURE 1.8 – Partie réelle de la fonction diélectrique ε pour différents composés III-V.

La résonance de la fonction diélectrique présente des facteurs de qualité différents selon les matériaux. GaAs possède un des meilleurs facteurs de qualité parmi les III-V.

Nous représentons la relation de dispersion pour une interface vide/GaAs en figure 1.9.

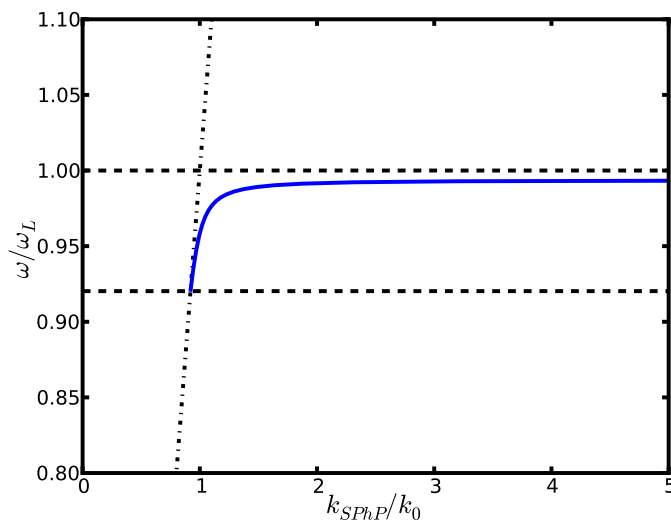


FIGURE 1.9 – Relation de dispersion pour une interface vide/GaAs sans pertes.

Nous retrouvons le même comportement mixte entre un photon et cette fois un phonon. La relation de dispersion n'est définie que sur une zone réduite située dans le Restrahlen.

Nous pouvons représenter la distance de propagation et la longueur de décroissance par rapport à l'interface, toutes deux normalisées à la longueur d'onde d'incidence λ en fonction de cette dernière. Nous allons voir que les grandeurs évoluent rapidement (figures 1.10 et 1.11).

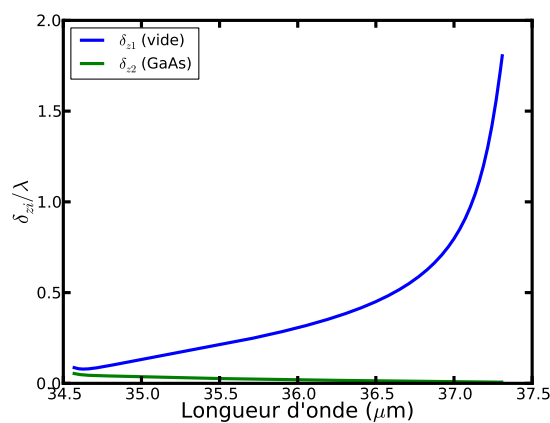


FIGURE 1.10 – Longueur d'atténuation δ_{zi} d'un SPhP pour une interface vide/GaAs.

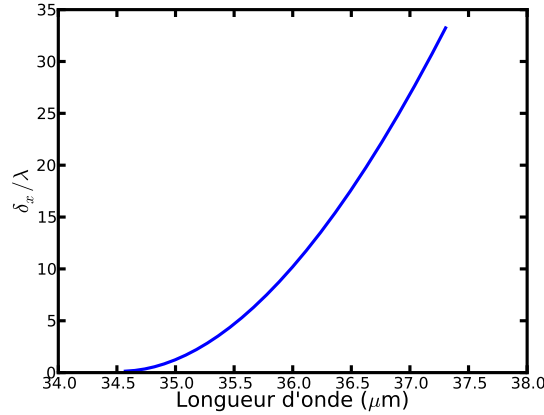


FIGURE 1.11 – Longueur de propagation δ_x d'un SPhP pour une interface vide/GaAs.

La première chose à remarquer est que le SPhP, contrairement au SPP à la même longueur d'onde, est très confiné perpendiculairement à l'interface. Ce confinement est inférieur à la longueur d'onde pour une grande partie de la plage d'existence de l'onde de surface. Le champ est aussi plus présent dans le matériau que pour un SPP à la même longueur d'onde. Cependant, des pertes relativement élevées ont pour conséquence une longueur de propagation le long de l'interface qui ne dépasse pas les 35 longueurs d'ondes. Si l'on compare ces valeurs à celles de l'or, à 35 microns par exemple, un SPP (vide/or) s'étend sur environ 700 microns contre 4.6 microns pour un SPhP (vide/GaAs) perpendiculairement à l'interface. Par contre, sur l'or, le SPP parcourt quasiment 0.5 mètres, contre 43 microns pour un SPhP sur GaAs.

Pour ce qui est du facteur de Purcell, nous pouvons le comparer à celui de l'or, toujours à une distance de 10 nm par rapport à l'interface pour une température de 300 K (figure 1.12).

Le facteur de Purcell augmente de manière spectaculaire autour du Reststrahlen. L'exaltation attendue grâce aux ondes de surfaces est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle attendue pour un SPP dans le visible, et dans l'infrarouge lointain.

Ces considérations montrent le grand intérêt des SPhP pour le THz par rapport aux SPP qui ont un confinement et une densité d'état bien plus faibles. Cependant, il est possible de doper les matériaux semi-conducteur, et nous allons voir dans la partie suivante que des SPP peuvent aussi exister sur des semi-conducteurs dopés aux fréquences THz.

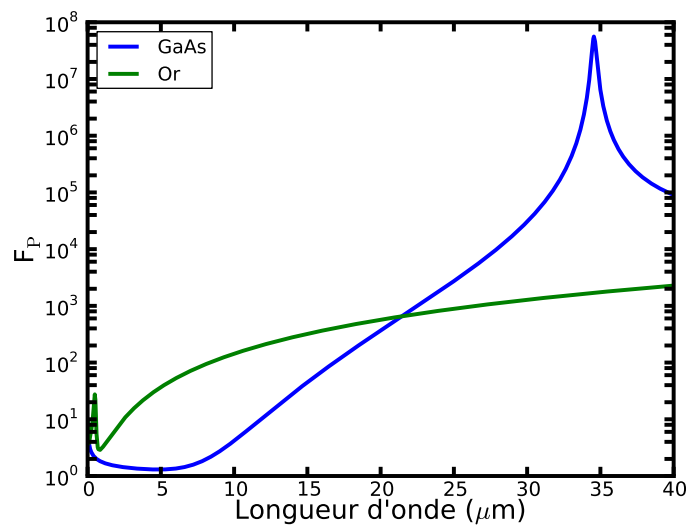


FIGURE 1.12 – Facteur de Purcell à 10nm d'une interface vide/or et vide/GaAs.

1.2.2 Matériaux polaires dopés

Il est possible d'augmenter le nombre de porteurs dans un semi-conducteur en le dopant. Des atomes d'une autre colonne sont incorporés au cristal et peuvent apporter soit des électrons (dopage de type n) soit des trous (dopage de type p) en s'ionisant. Nous ne considérons ici que le dopage de type n . Ces porteurs supplémentaires vont contribuer à la polarisabilité de la matière. Cette contribution est décrite par un modèle de Drude, similaire à celui utilisé pour le métal. Seule la masse électronique diffère dans le calcul de la fréquence plasma où il faut remplacer la masse de l'électron m_e par la masse effective m_{eff} de l'électron dans le crystal. Typiquement, pour GaAs, $m_{\text{eff}} = 0.067m_e$. A cause de ces électrons libres, la fonction diélectrique devient négative, et il y a présence de SPP. Ceci est valable pour tous les semi-conducteurs, qu'ils soient polaires ou non. Ces SPP ont été mis en évidence dès les années 1970, en particulier par Marschall et al. [Marschall 1971] qui présentent une relation de dispersion expérimentale jusqu'à de grands vecteurs d'ondes sur InSb dopé. Il est important de noter que la fréquence plasma, dans le visible pour les métaux, se trouve dans l'infra-rouge plus ou moins lointain pour les semi-conducteurs suivant leur niveau de dopage. En effet d'après l'équation 1.2, plus le nombre d'électrons est élevé, plus la fréquence plasma est élevée, donc plus la longueur d'onde correspondante est petite. Or la densité d'électrons dans un métal est de $N_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, contre quelques 10^{18} cm^{-3} pour les semiconducteurs dopés n . Cela donne une fréquence plasma dans le visible pour les métaux, et dans l'infra-rouge lointain pour les semi-conducteurs dopés.

Pour un matériau polaire, la fréquence plasma peut se trouver proche de celle des phonons optiques. Il y a alors couplage fort entre les phonons optiques longitudinaux et le plasma d'électrons résultant du dopage. Nous parlons ici des modes de volumes. Ce couplage, prédit par Varga dès 1965 [Varga 1965], est rapidement mis en évidence par Kohl en 1971 [Kohl 1971] grâce à des mesures de réflectivité dans l'infrarouge lointain sur des substrats d'InP dopés. L'attente ne fut pas très longue pour voir une étude sur le couplage des SPP avec des SPhP. Cette dernière a été menée sur InSb dopé, par Bryksin et al. [Bryksin 1972] en configuration ATR. Cette étude montre clairement le couplage fort des SPPs avec les SPhPs, et l'existence de modes mixtes plasmon-phonons polaritons de surface (SPP-SPhP).

Ce couplage est modélisé classiquement dans la fonction diélectrique où l'on somme les contributions phononique et plasmonique :

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_e\omega} \quad (1.24)$$

On reconnaît la contribution des phonons, avec ω_L et ω_T , puis la contribution des électrons avec ω_p la fréquence plasma, dont la définition est donnée par l'équation 1.2 où l'on remplace m_e par m_{eff} . Le terme $\gamma_e = 1/\tau_e$ est le coefficient d'amortissement pour les électrons, correspondant à l'inverse du temps moyen τ_e entre deux interactions de l'électron. La forme de la fonction diélectrique reste valable pour les matériaux dopés p , où les porteurs de charges sont des trous dont la masse effective doit être utilisée dans l'équation 1.2.

Plus la densité d'électrons augmente, plus la partie réelle de la fonction diélectrique se trouve translatée vers des valeurs négatives alors que la partie imaginaire augmente. Prenons encore l'exemple de GaAs, dans lequel nous pouvons incorporer des atomes de Te, Se, Sn, Ge ou Si pour obtenir un dopage de type n . Nous définissons N_e comme la densité de porteurs libres. La figure 1.13 représente la fonction diélectrique de GaAs pour différentes valeur du dopage N_e .

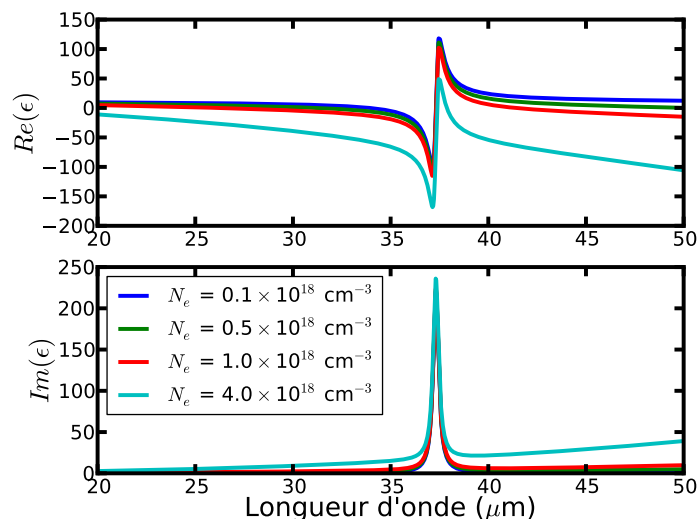


FIGURE 1.13 – Fonction diélectrique de GaAs pour différents dopages.

Nous constatons que plus le dopage augmente, plus la plage de longueur d'onde où la fonction diélectrique est négative est importante. Cela traduit le couplage entre les électrons et le phonon longitudinal optique ω_L que nous décrivons dans la suite.

Nous allons maintenant nous placer à un dopage usuel pour GaAs, $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et tracer les différentes grandeurs associées à l'onde de surface qui est désormais un mélange de SPhP et de SPP. La fonction diélectrique est représentée en figure 1.14 pour ce dopage. Nous rappelons en pointillé la valeur de cette même fonction diélectrique pour du GaAs non dopé.

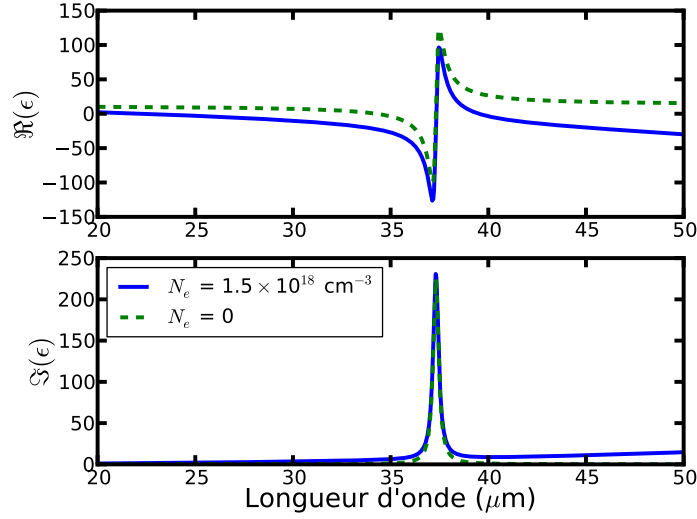


FIGURE 1.14 – Fonction diélectrique de GaAs et GaAs dopé n avec $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Pour $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la partie réelle de la fonction diélectrique est négative de 22.4 microns à 37.3 microns (longueur d'onde correspondant à ω_T), puis pour les longueurs d'ondes supérieures à 39.7 microns. La longueur de propagation δ_x , ainsi que le confinement perpendiculaire à l'interface (δ_z) sont représentés respectivement en figure 1.15 et 1.16, uniquement sur les intervalles où l'onde de surface est définie. A titre de comparaison, nous traçons sur les mêmes figures ces grandeurs pour GaAs non dopé.

Le confinement du mode dans la direction perpendiculaire à l'interface est systématiquement plus faible pour du GaAs dopé n que pour du GaAs non dopé, tout en restant sub-longueur d'onde (figure 1.16). La longueur de propagation quand à elle est plus élevée grâce à la contribution des électrons libres (figure 1.15). La contribution des électrons est plus importante pour la partie réelle de la fonction diélectrique que pour la partie imaginaire. On peut donc accepter d'augmenter les pertes dans le matériaux à condition de rendre la fonction diélectrique suffisamment négative. Globalement, la tendance n'est pas altérée. Utiliser un semi-conducteur dopé permet d'accroître la plage de longueur d'onde sur laquelle on peut travailler avec des modes de surface.

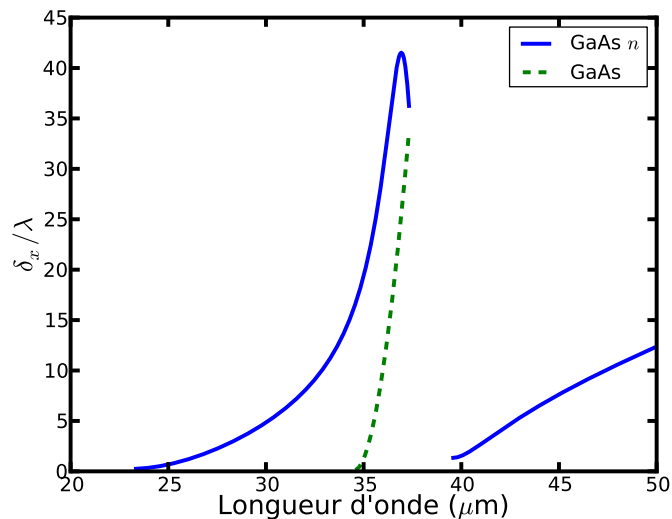


FIGURE 1.15 – Longueur de propagation δ_x d'un SPP-SPhP pour une interface vide/GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

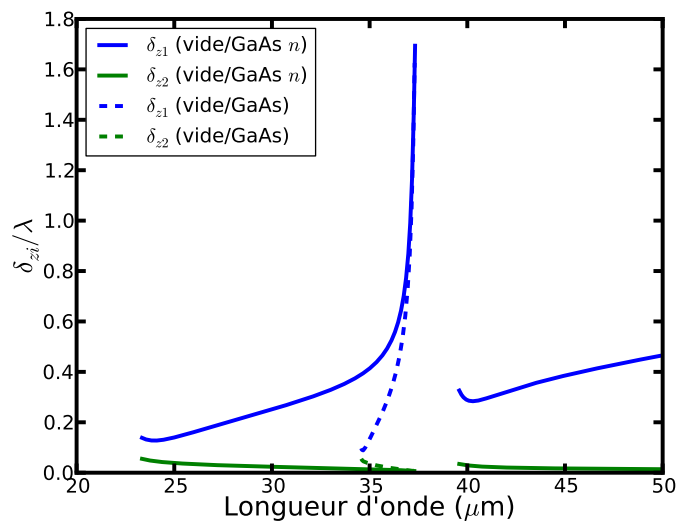


FIGURE 1.16 – Longueur d'atténuation δ_{zi} d'un SPP-SPhP pour une interface vide/GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Si les propriétés spatiales de l'onde sont peu altérées, le facteur de Purcell présente un comportement singulier (figure 1.17).

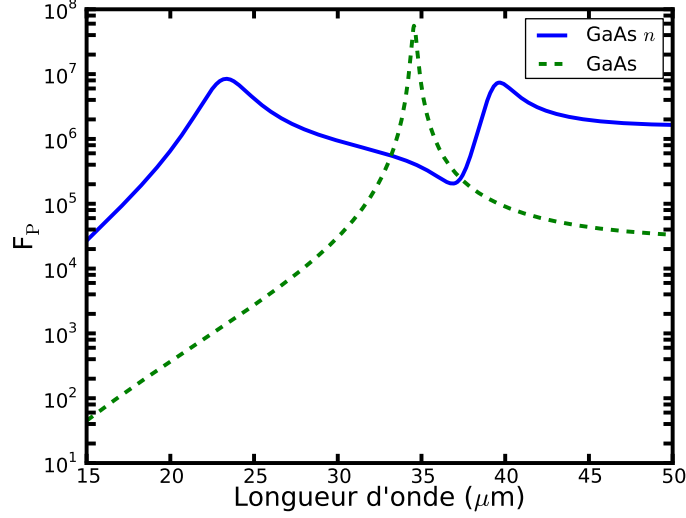


FIGURE 1.17 – Facteur de Purcell dans le vide à 10 nm d'une surface de GaAs dopé ($N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Le pic dans le facteur de Purcell correspondant au SPhP disparaît au profit de deux pics. Ceci est le résultat du couplage plasmon-phonon polaritons de surface. La valeur du facteur de Purcell est diminué d'un ordre de grandeur par rapport au matériau non dopé, mais reste élevé. Le dopage peut donc être utilisé pour augmenter le facteur de Purcell à une longueur d'onde donnée, qui peut être modulée en changeant la densité de porteurs (figure 1.18).

L'apparition de deux pics est liée au couplage fort entre les SPP et les SPhP se propageant à la surface de GaAs. Nous pouvons vérifier ceci en calculant les fréquences asymptotiques des relations de dispersion des ondes de surface. L'équation 1.3 diverge quand le dénominateur s'annule. Il suffit de calculer les fréquences validant l'équation 1.25 pour trouver les fréquences asymptotiques :

$$\varepsilon + 1 = 0, \quad (1.25)$$

où ε est donné par l'équation 1.24. Nous pouvons calculer ces fréquences en fonction du dopage. Pour simplifier les calculs, nous négligeons les pertes. Résoudre l'équation 1.25 revient alors à trouver les solutions d'une équation polynomiale de degré 4. Parmi ces solutions, deux sont physiques (solutions positives) :

$$\omega_+ = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \omega_L^2 + \varepsilon_\infty \omega_p^2 + \omega_T^2 + A}{\varepsilon_\infty + 1}} \quad (1.26)$$

$$\omega_- = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \omega_L^2 + \varepsilon_\infty \omega_p^2 + \omega_T^2 - A}{\varepsilon_\infty + 1}} \quad (1.27)$$

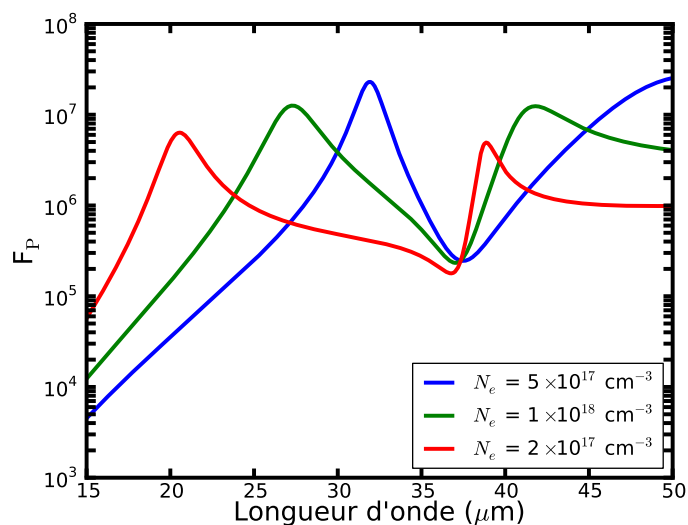


FIGURE 1.18 – Facteur de Purcell dans le vide à 10 nm d’une surface de GaAs avec différents dopages.

avec

$$A = \sqrt{\varepsilon_{\infty}^2 \omega_L^4 + 2 \varepsilon_{\infty}^2 \omega_L^2 \omega_p^2 + \varepsilon_{\infty}^2 \omega_p^4 - 4 \varepsilon_{\infty}^2 \omega_p^2 \omega_T^2 + 2 \varepsilon_{\infty} \omega_L^2 \omega_T^2 - 2 \varepsilon_{\infty} \omega_p^2 \omega_T^2 + \omega_T^4} \quad (1.28)$$

Ces deux solutions sont représentées en figure 1.19 et 1.20 (page 24) avec différentes unités. La première de ces deux figures permet de vérifier que la forte augmentation du facteur de Purcell est directement liée à la position de l’asymptote. La deuxième met en évidence l’anticroisement typique d’un couplage fort, ici entre SPP et SPhP.

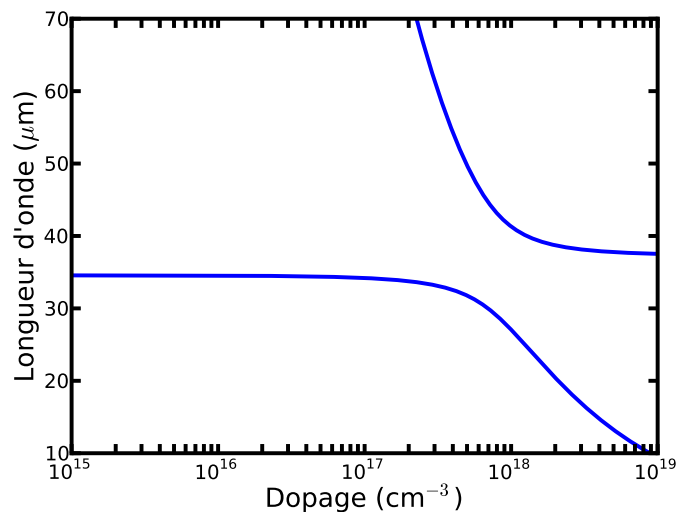


FIGURE 1.19 – Longueur d’onde des asymptotes de la relation de dispersion d’un SPP-SPhP pour une interface plane entre de l’air et du GaAs dopé n en fonction du dopage dans GaAs. La position des asymptotes correspond à la position des pics du facteur de Purcell.

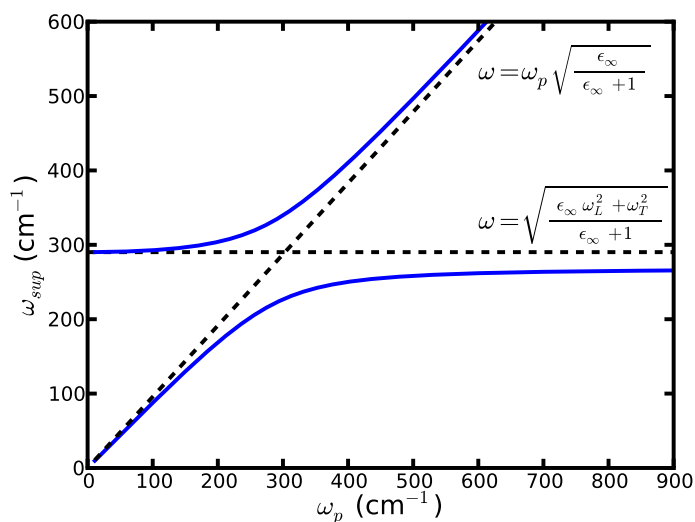


FIGURE 1.20 – Nombre d’onde des asymptotes de la relation de dispersion d’un SPP-SPhP pour une interface plane entre de l’air et du GaAs dopé n (ω_{sup}) en fonction de la fréquence plasma dans GaAs (ω_p). On observe un anticroisement lié au couplage fort entre SPhP et SPP.

1.2.3 Matériaux polaires et alliages

Nous avons traité pour le moment des matériaux polaires binaires, c'est à dire mettant en jeu deux composés : Ga et As pour GaAs par exemple. Il est aussi relativement courant de former des alliages ternaires (AlGaAs, InAlAs, InGaP,...), voire quaternaire ou plus. Les différents composés, avec les alliages possibles, et les paramètres de maille associés sont représentés dans la figure suivante tirée de Vurgaftman et al. [Vurgaftman 2001].

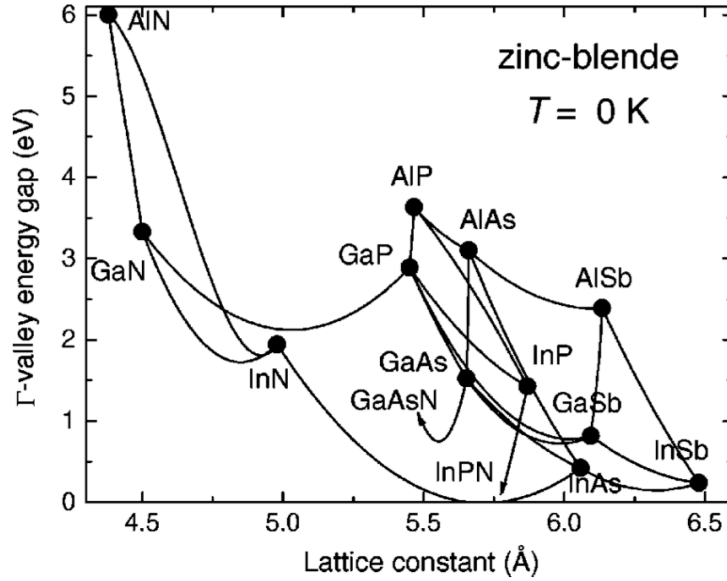


FIGURE 1.21 – Paramètre de maille en fonction de l'énergie de gap dans la vallée Γ pour des semi-conducteurs III-V [Vurgaftman 2001].

Ces alliages peuvent être formés de manière très contrôlée dans des bâtis de dépôt sous ultravide. Cependant, il faut toujours un substrat sur lequel on dépose la couche d'alliage. Il faut donc faire attention à l'accord de maille entre le substrat et la couche déposée, ainsi qu'entre les différentes couches déposées dans le cas d'empilements de matériaux plus complexes. Si le paramètre de maille entre deux couches est trop différent, ces dernières peuvent craqueler, ou délaminer sous l'effet des contraintes internes.

Pour ces alliages, nous gardons une description de la fonction diélectrique similaire à 1.21, où nous sommes les lorentziennes correspondant aux binaires composant l'alliage. On trouve principalement deux formes dans la littérature, une forme additive (Born et Huang [Born 1954]) :

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \sum_i \frac{\omega_{Li}^2 - \omega_{Ti}^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) \quad (1.29)$$

où i représente le matériau. Dans le cas d'AlGaAs, nous prenons $i=1$ pour GaAs et $i=2$ pour AlAs.

La deuxième est la forme factorisée, proposée par Gervais et al. [Gervais 1974]. Elle est équivalente à la forme additive mais permet d'associer un terme de perte par type de phonon optique.

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(\prod_i \frac{\omega_{Li}^2 - \omega^2 - i\gamma_{Li}\omega}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2 - i\gamma_{Ti}\omega} \right) \quad (1.30)$$

La fréquence des phonons et les termes d'amortissements des alliages dépendent de leur composition. Une étude expérimentale de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a été menée par Kim et Spitzer [Kim 1979] qui conseillent l'utilisation de la forme factorisée. Un ajustement sur ces données permet de calculer les fréquences phonons en fonction de la composition x . La comparaison entre l'ajustement et les données expérimentales sont illustrés en figure 1.22 et 1.23, respectivement pour les fréquences des phonons et leurs taux d'amortissement.

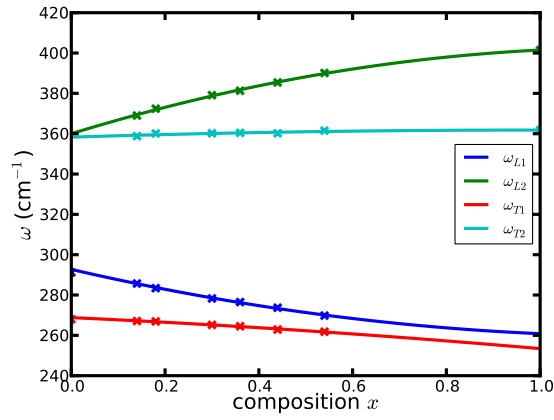


FIGURE 1.22 – Phonons optiques pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x . Les croix indiquent les données expérimentales [Kim 1979].

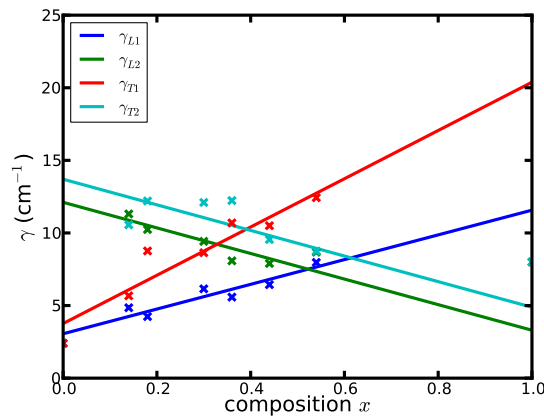


FIGURE 1.23 – Taux d'amortissement γ pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la composition x . Les croix indiquent les données expérimentales [Kim 1979].

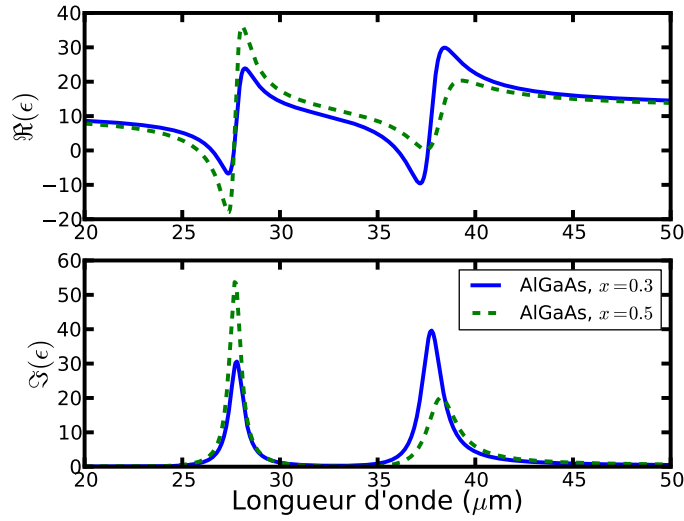


FIGURE 1.24 – Fonction diélectrique pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, avec $x=0.3$ et $x=0.5$.

Ces paramètres donnent la fonction diélectrique tracée en figure 1.24. Nous constatons qu'il y a deux résonances, l'une de type AlAs (vers $27 \mu\text{m}$) et une de type GaAs vers $37 \mu\text{m}$. Pour des concentrations d'Al élevées la résonance de type GaAs est trop amortie pour faire passer la partie réelle de la fonction diélectrique en dessous de zéro. Le SPhP de type GaAs n'existe plus, et seul celui de type AlAs existe encore. Les grandeurs caractéristiques δ_x et δ_{zi} sont reportées en figure 1.25 et 1.26 pour une composition x de 0.3 et 0.5.

La longueur de décroissance perpendiculaire à l'interface reste inférieure à la longueur d'onde sur toute la plage d'existence des SPhP. Par contre, la longueur de propagation associée systématiquement plus faible que pour les composés binaires purs, ce qui est dû aux pertes plus importantes dans l'alliage. Si l'onde de surface quand elle existe est un peu plus confinée selon z par rapport à GaAs, elle se propage bien moins loin.

Le facteur de Purcell, non représenté ici, présente deux résonances, une de type AlAs, et l'autre de type GaAs dont les amplitudes dépendent de la composition des alliages mais restent toujours inférieures à l'amplitude observée pour les matériaux binaires. Ces matériaux alliés sont donc a priori moins intéressants que les binaires. Ils peuvent cependant permettre de décaler la plage d'existence des SPhP.

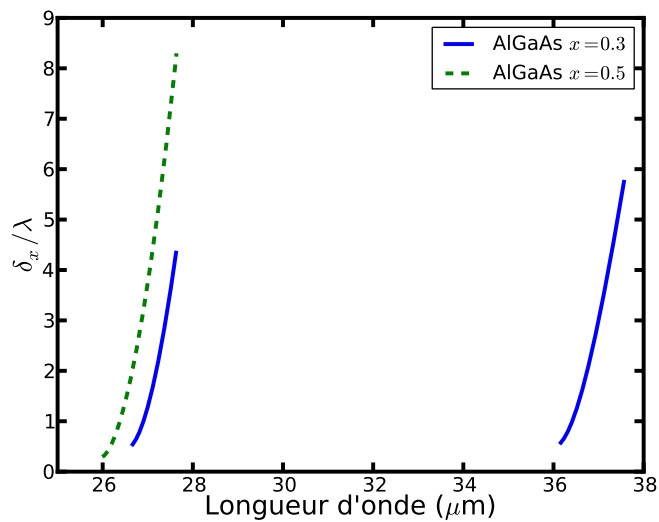


FIGURE 1.25 – Longueur de propagation d'un SPhP à l'interface vide/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x=0.3$ et 0.5.

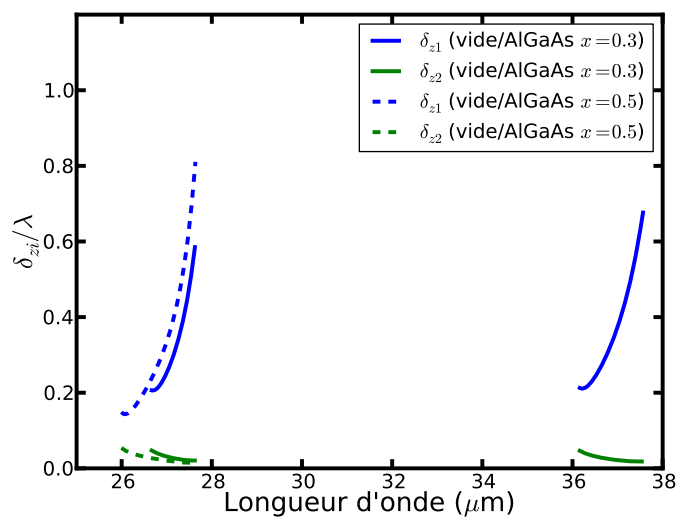


FIGURE 1.26 – Longueur d'atténuation d'un SPhP à l'interface vide/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x=0.3$ et 0.5.

1.3 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre ce qu'était une onde de surface. Nous distinguons les SPP des SPhP, non seulement du fait de leur origine physique, mais aussi parce qu'ils sont définis sur des plages de longueurs d'ondes différentes. Nous avons dérivé les grandeurs utiles pour les ondes de surface dans le cas d'une interface parfaitement plane entre un matériau présentant une fonction diélectrique dont la partie réelle est négative, de manière à effectuer un choix de matériau. Nous devons clairement opter pour un matériau supportant des SPhP si nous voulons profiter d'un bon confinement et d'une large augmentation de la densité d'état électromagnétique dans les THz. En particulier les SPhP sur semi-conducteur III-V semblent très prometteurs, en sachant qu'il vaut mieux utiliser des semi-conducteurs binaires plutôt que des alliages ternaires. GaAs est un bon candidat qui présente une résonance de sa fonction diélectrique dont le facteur de qualité est relativement bon pour un semi-conducteur III-V. La plage de fréquence sur laquelle il supporte des ondes de surface se situe aux alentours de 8.5 THz. L'intérêt de choisir GaAs provient aussi du fait que ce matériaux est certainement l'un des semi-conducteurs les plus étudiés dans la littérature. Ses propriétés intrinsèques, ainsi que les outils technologiques pour le manipuler sont bien connus, et maîtrisés, en particulier au LPN. Nous allons étudier plus en avant dans le chapitre suivant comment nous pouvons coupler les SPhP au champ propagatif par l'intermédiaire d'une structuration de surface.

Excitation THz de phonons polaritons de surface sur GaAs

Sommaire

2.1	Excitation d'onde de surface à l'aide d'un réseau.	33
2.1.1	Loi des réseaux	33
2.1.2	Expériences et représentations	36
2.2	Principe de réciprocité	37
2.3	Dispositif de mesures	39
2.3.1	Conditions générales	39
2.3.2	Positionnement de l'échantillon	40
2.3.3	Absorption de l'eau	41
2.4	Mesures sur GaAs semi-isolant	44
2.4.1	Surface plane	44
2.4.2	Fabrication du réseau	45
2.4.3	Mesures de réflectivité	47
2.5	Optimisation d'un réseau	52
2.6	Conclusion	53

Dans le chapitre précédent nous avons étudié les propriétés des phonons polaritons de surface (SPhP) sur une interface plane. Cependant, ces modes sont évanescents et ne se couplent pas avec le champ propagatif. En éclairant simplement une surface plane, il n'est pas possible d'exciter des SPhP. Nous devons donc mettre en place une stratégie pour coupler le champ propagatif au mode SPhP évanescent.

Une des solutions, connue depuis longtemps pour coupler des SPP au rayonnement, est l'utilisation de réseaux. Les fameuses anomalies de Wood [Wood 1902] ont été la première signature expérimentale de ce couplage. Wood a étudié, dans le visible, la réflectivité d'une surface de métal structurée de manière périodique, et s'est aperçu, pour certains angles précis, que la réflectivité présentait un creux anormal ne pouvant être expliqué simplement par la diffraction. La première explication satisfaisante de ces creux de réflectivité mettant en cause les SPP a été donnée bien après par Hessel et Oliner [Hessel 1965] en 1965. Ce couplage est aujourd'hui bien compris et les outils numériques pour le modéliser les champs électromagnétiques dans les structures périodiques métalliques et diélectriques ont été largement développés [Petit 1980]. La littérature traitant de SPP sur réseaux métalliques est très abondante, mais reste majoritairement cantonnée aux longueurs d'onde visible et proche infrarouge.

Les premières études dans la gamme des THz mettant en jeu l'excitation d'ondes de surfaces sur des réseaux en semi-conducteur dopé ont été menées dès les années 70, notamment par Marschall et al. [Marschall 1971] sur InSb dopé. La densité de porteur était assez élevée pour qu'il n'y ait pas de couplage entre SPhP et SPP. Les auteurs s'intéressent uniquement au SPP. Un réseau de couplage est utilisé pour obtenir la relation de dispersion du SPP pour de grands vecteurs d'onde. L'asymptote de la relation de dispersion est ainsi mise en évidence expérimentalement. Les points expérimentaux sont mesurés à des fréquences légèrement inférieures aux valeurs théoriques, calculées pour une surface plane. Les auteurs associent cet écart à une dégradation de la surface liée à la technique de fabrication. Une étude d'Anderson et al. [Anderson 1971] porte aussi un réseau d'InSb dopé. Cette fois la densité de porteurs donne une fréquence plasma proche des fréquences phonon et les auteurs observent le couplage entre SPP et SPhP. Ici encore, les mesures s'écartent des calculs avec un modèle simple de surface plane. Encore une fois la dégradation de la surface est mise en cause. Cet argument est justifié dans cette étude. En effet, les auteurs ont gravé leur réseau par arc électrique, ce qui implique la vaporisation du semi-conducteur par un bombardement d'électrons à 300 eV. Ceci est moins évident pour Marschall et al. qui ont gravé leur réseau mécaniquement à l'aide d'une pointe de diamant. Ces deux exemples soulignent un point important sur l'historique de l'étude des SPhP. A un moment où la communauté scientifique était très active dans ce domaine, les techniques de fabrication étaient encore très peu développées, ce qui a beaucoup limité les études sur des surfaces structurées de bonne qualité avec une géométrie contrôlée.

Ainsi, pour trouver une étude visant spécifiquement l'excitation de SPhP grâce à un réseau, il faut attendre 1989 et l'étude de Watanabe et al. [Watanabe 1989] qui mesurent la réflectivité d'un film mince structuré de GaP. La technique de fabrication met en jeu une lithographie optique pour former un masque de SiO₂. Le cristal est ensuite gravé par voie humide pour former un réseau dont le profil est quasi-rectangulaire. Les auteurs utilisent une approche perturbative pour expliquer leurs résultats de manière qualitative et trouvent un bon accord entre mesure et théorie pour des réseaux de faible profondeur.

Concernant GaAs précisément, mis à part une communication de Fischer [Fischer 1970], une étude menée en 1999 par Giehler et al. [Giehler 1999] démontre expérimentalement l'excitation de SPhP sur ce matériau à l'aide d'un réseau. Cet article cependant, ne donne que des explications qualitatives sur le couplage, commet une erreur dans l'énoncé des polarisations incidentes, et ne précise que vaguement la géométrie du réseau.

En résumé, bien que de très nombreux travaux aient été menés sur l'excitation d'ondes de surfaces par des réseaux en métal, silicium dopé, ou carbure de silicium, etc, il n'y a pas à ce jour de travaux expérimentaux sur GaAs permettant de caractériser qualitativement la précision de la modélisation basée sur les fonctions diélectriques publiées.

Dans ce chapitre nous allons donc nous attacher à clarifier l'excitation de SPhP dans le THz sur GaAs. Nous verrons que le modèle classique pour la fonction diélectrique de GaAs donne un excellent accord entre théorie et expérience, si l'on tient compte de la géométrie exacte du réseau.

Nous allons donc présenter quelques éléments théoriques du couplage des ondes de surface au champ propagatif via une structuration périodique de la surface. Nous nous pencherons ensuite sur le côté expérimental, en présentant le système de mesure développé. Les résultats obtenus sur des réseaux de GaAs seront comparés à des simulations utilisant un code basé sur la méthode

rigoureuse des ondes couplées[Li 1997] (méthode RCWA) développé au laboratoire. Ces résultats sont aussi comparés en utilisant un code de résolution des équations de Maxwell à l'aide d'une approximation polynomiale sur les équations constitutives (RMCA pour Rigorous Maxwell, Constitutive Approximation), développé par Fabrice Pardo au LPN[Pardo]¹. Les résultats de ce chapitre ont été publiés dans la revue Applied Physics Letters[Vassant 2010].

2.1 Excitation d'onde de surface à l'aide d'un réseau.

Il n'est pas possible d'exciter des modes (SPP ou SPhP) d'une interface plane avec une onde propagative car les conditions de conservation de l'impulsion et de l'énergie ne peuvent être satisfaites simultanément. Pour pallier la différence de vecteur d'onde, plusieurs solutions ont été proposées, notamment l'utilisation d'un prisme en configuration Otto ou Kretschman. Ces solutions sont abondamment illustrées dans la littérature[Raether 1988]. Une autre solution est l'utilisation d'un réseau de couplage. En utilisant la périodicité du réseau, il est possible de réaliser l'accord de phase entre l'onde propagative et l'onde de surface.

2.1.1 Loi des réseaux

Nous considérons ici une interface structurée périodiquement selon la direction x et invariante selon y . L'onde propagative incidente a son vecteur d'onde contenu dans le plan (x, z) . L'interface sépare deux milieux semi-infinis. Ceci est représenté schématiquement en figure 2.1.

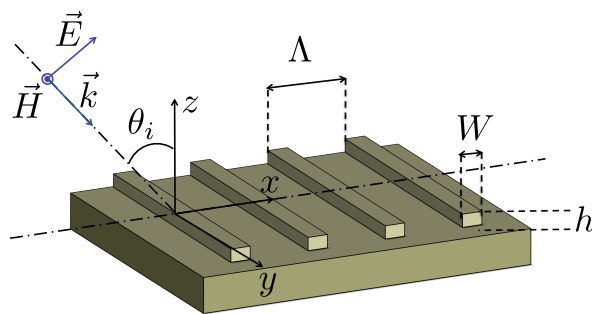


FIGURE 2.1 – Schéma d'un réseau linéaire unidimensionnel de période Λ , hauteur h et largeur de trait W à l'interface entre de l'air et un milieu semi-infini. Cette surface est éclairée par une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} . Pour simplifier les équations, le plan d'incidence est le plan (x, y)

1. Une méthode similaire utilisant de B-splines à la place de l'approximation polynomiale a été publiée[Bouchon 2010]. Pour tous renseignements complémentaires, s'adresser à Fabrice Pardo : fabrice.pardo@lpn.cnrs.fr.

La loi des réseaux nous indique comment l'onde incidente est diffractée par la structure. Les ondes planes diffractées sont caractérisées par la projection de leur vecteur d'onde sur la surface k_{dx} . Le vecteur d'onde k_{dx} est relié à celui de l'onde incidente $k_{ix} = k_0 \sin(\theta_i)$ par la loi des réseaux (équation 2.1).

$$k_{dx} = k_{ix} + n \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (2.1)$$

où n est un entier relatif, $2\pi/\Lambda$ est appelé vecteur du réseau. L'accord de phase entre le champ propagatif et le champ évanescent se fait à l'aide de multiples du vecteur réseau. Nous pouvons en particulier réécrire l'équation 2.1 dans le cas de l'excitation d'une onde de surface de la manière suivante :

$$k_{SPhP} = k_{ix} \pm n \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (2.2)$$

Nous pouvons illustrer ce qui va se passer dans le plan (k_x, ω) . Il nous faut tracer la relation de dispersion que nous avons déjà vue, translatée de $n \frac{2\pi}{\Lambda}$. La relation de dispersion de l'interface plane est représentée en bleu sur la figure 2.2 en prenant en compte les k_x positifs et négatifs. Elle est identique à celle présentée en figure 1.9 du chapitre 1 (page 15). Nous ajoutons les ordres $n = 1$ et $n = -1$ qui correspondent respectivement à la relation de dispersion de la surface plane, translatée de $\frac{2\pi}{\Lambda}$ et $-\frac{2\pi}{\Lambda}$. Ils sont représentés en pointillés rouges sur la figure 2.2.

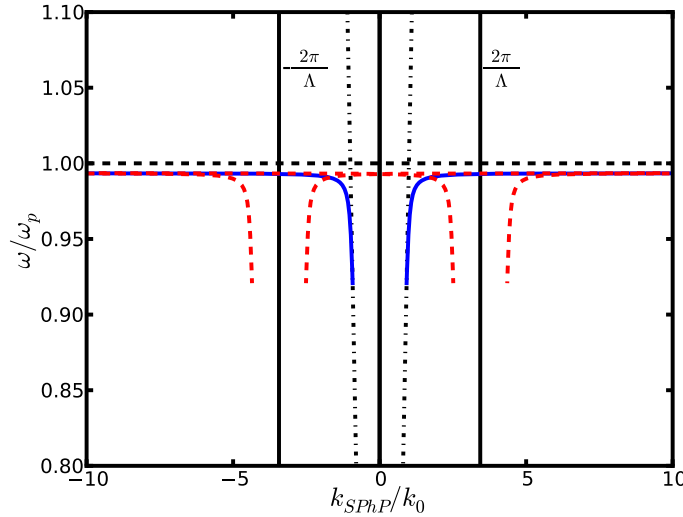


FIGURE 2.2 – Relation de dispersion pour une interface de GaAs structurée périodiquement. Seuls les ordres +1 et -1 sont représentés en pointillés rouges. Les valeurs correspondant à $\pm \frac{2\pi}{\Lambda}$ sont représentées par les droites verticales noires. Les droites quasi-verticales en pointillé noir représentent le cône de lumière, soit $k_0 = \omega/c$ et $-k_0$. La période Λ est de $10 \mu\text{m}$.

Si nous nous intéressons au centre de la figure nous pouvons voir que l'ordre -1 avec un vecteur d'onde allant vers les k_x positif ainsi que l'ordre +1 avec un vecteur d'onde allant vers

les k_x négatifs pénètrent dans le cône de lumière. Bien sûr les ordres supérieurs se trouvent aussi dans le cône de lumière.

Nous pouvons réduire la représentation du système complet à la première zone de Brillouin ($0 < k_x < \frac{\pi}{\Lambda}$). Nous obtenons alors la figure 2.3 où cette fois, tous les ordres sont indistinctement représentés en bleu.

La relation de dispersion à l'intérieur du cône de lumière donne les couples (k_x, ω) pour lesquels on peut exciter une onde de surface à l'aide d'une onde propagative de longueur d'onde $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et avec un angle d'incidence $\theta_i = \arcsin\left(\frac{k_x}{k_0}\right)$.

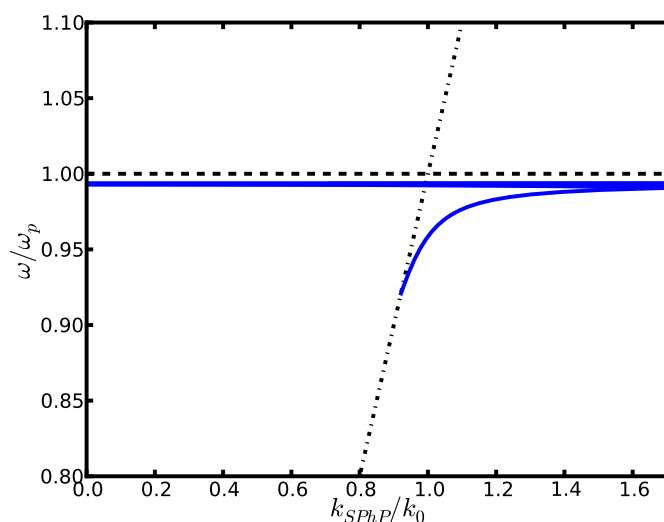


FIGURE 2.3 – Relation de dispersion dans la première zone de Brillouin restreinte pour une interface de GaAs structurée périodiquement. La période Λ est de $10 \mu\text{m}$.

Un point important ici est la période du réseau et son influence sur le couplage au champ propagatif. Pour une période Λ de $10 \mu\text{m}$ seule la partie asymptotique du SPhP est présente dans le cône de lumière. Cela signifie que nous pouvons, pour une fréquence donnée, exciter l'onde de surface avec n'importe quel angle d'incidence sur le réseau : le couplage est monochromatique et isotrope. Cela peut être changé en prenant une autre période du réseau.

La figure 2.4 montre une configuration différente où considérons le cas d'un réseau de période plus élevée ($\Lambda = 45\mu\text{m}$).

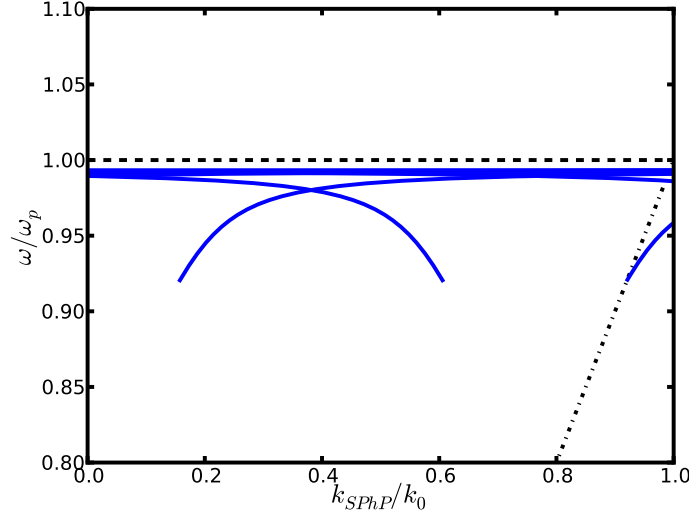


FIGURE 2.4 – Relation de dispersion pour une interface de GaAs structurée périodiquement. La période Λ est de $45\mu\text{m}$.

Le vecteur réseau étant plus petit, le champ propagatif peut maintenant se coupler à la partie non asymptotique de la relation de dispersion. Dans ce cas, à une fréquence ω donnée, correspond un k_x précis. Nous excitions donc l'onde de surface pour une longueur d'onde et un angle précis.

Le message à retenir est que nous pouvons exciter une onde de surface grâce à une onde propagative par l'intermédiaire d'un réseau, et que les propriétés fréquentielles et angulaires de ce couplage peuvent être ajustées en choisissant une période pour la structuration de surface.

Notons que l'effet du réseau est ici décrit dans la limite perturbative. Cette description correspond bien à la réalité pour des réseaux de faible hauteur, comparée à la longueur d'onde, et avec des facteurs de remplissage (largeur de trait W divisé par la période Λ) proches de 0.5. Lorsque nous sortons de ces conditions, la relation de dispersion garde le même comportement général, c'est-à-dire continue de venir dans le cône de lumière, mais peut beaucoup changer, notamment en fonction du facteur de remplissage. Dans ce cas, l'approche présentée ici n'est plus valable et un calcul numérique rigoureux est nécessaire.

2.1.2 Expériences et représentations

Le couplage d'une onde propagative à une onde de surface via un réseau peut s'observer expérimentalement en mesurant la réflectivité de la structure. L'excitation d'un SPP ou d'un SPhP se traduira alors par un creux dans la réflectivité du réseau, comparée à la réflectivité d'une surface plane. Pour mesurer cette réflectivité, deux types d'expériences sont possibles. Nous pouvons rester à angle fixe, et balayer en longueur d'onde, ou balayer en angle à longueur

d'onde constante. Lorsque ces deux types d'expériences sont menées, les résultats diffèrent ! Dans le premier cas, la relation de dispersion tend vers une valeur asymptotique pour des vecteurs d'onde infinis. Ce n'est plus le cas dans le deuxième cas, où un phénomène de "back-bending" apparaît : au niveau de l'asymptote, la relation de dispersion ne tend plus vers l'infini mais possède un vecteur d'onde limite à partir duquel la courbe revient vers les petits vecteurs d'ondes.

Ces deux représentations du même objet physique s'expliquent en regardant la formule de la relation de dispersion que nous rappelons ici :

$$k_{SP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}} \quad (2.3)$$

Le terme sous la racine est un terme complexe. Choisir l'une ou l'autre des expériences revient à choisir un vecteur d'onde réel, et par conséquent une fréquence complexe, ou l'inverse : on fixe la fréquence et le vecteur d'onde est alors complexe. Nous avons donc les deux types d'expériences suivantes :

- k_x **réel**, ω **complexe** : on éclaire la structure à un angle fixe. On mesure la réponse en fréquence : elle présente une résonance à ω_r avec une largeur qui correspond à la partie imaginaire de la pulsation ω . Dans ce cas, l'asymptote tend vers l'infini.
- k_x **complexe**, ω **réel** : on éclaire la structure à une fréquence fixe. On observe la réponse en angle (vecteur d'onde) qui présente une résonance pour k_{xr} avec une largeur qui donne la partie imaginaire du vecteur d'onde k_x . Dans ce cas, il y a "back-bending" et un vecteur d'onde limite.

Les expériences menées dans ce chapitre sont des mesures de réflectivité spectrale. Elles se font à un angle donné, en balayant en fréquence. Nous sommes donc dans le cas d'une relation de dispersion sans "back-bending".

2.2 Principe de réciprocité

Nous avons jusqu'ici considéré le réseau comme un outil pour coupler une onde propagative à un mode de l'interface (SPP ou SPhP). La réciproque est aussi vraie : une onde de surface se propageant le long d'une interface structurée peut se coupler au champ propagatif et rayonner.

Une explication simple et didactique consiste à considérer chaque trait du réseau comme un diffuseur. L'onde de surface arrivant sur cette aspérité va être diffusée. Si ces diffuseurs sont de taille et d'espacement réguliers, le champ diffusé peut interférer constructivement pour une direction privilégiée. Ce couplage par le réseau fonctionne donc dans les deux sens :

- Nous pouvons coupler une onde propagative incidente à une onde de surface, donc exciter un SPP ou un SPhP avec une onde plane incidente.
- Nous pouvons coupler une onde de surface au champ propagatif, donc faire rayonner dans l'espace libre une onde de surface.

Nous pouvons montrer[Greffet 1998] que cette propriété de réciprocité entraîne l'égalité de l'émissivité monochromatique directionnelle et de l'absorptivité monochromatique directionnelle. Cette égalité constitue la loi de Kirchhoff.

D'un point de vue thermique, l'émissivité $\varepsilon_\omega(T, \vec{u})$ d'une surface est définie par le rapport entre sa luminance spectrique $L_\omega^s(T, \vec{u})$ et la luminance spectrique $L_\omega^0(T, \vec{u})$ d'un corps noir à la

même température T , ce qui équivaut à :

$$L_{\omega}^s(T, \vec{u}) = \varepsilon_{\omega}(T, \vec{u}) L_{\omega}^0(T, \vec{u}), \quad (2.4)$$

où \vec{u} contient la direction et la polarisation du rayonnement. La luminance du corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$L_{\omega}^0(T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{k_B T}) - 1} \quad (2.5)$$

D'un autre côté, en étudiant un corps réel et un corps noir en équilibre dans une enceinte isotherme à l'équilibre thermique, on peut définir un facteur d'absorption monochromatique directionnel $\alpha_{\omega}(T, \vec{u})$. On obtient alors l'équivalence entre émissivité et absorption :

$$\varepsilon_{\omega}(T, \vec{u}) = \alpha_{\omega}(T, \vec{u}) \quad (2.6)$$

Cette théorie du rayonnement thermique peut être décrite dans le cadre de l'électrodynamique classique [Carminati 1999], et l'équivalence entre absorption et émissivité a été mise en évidence expérimentalement dans notre groupe [Le Gall 1997, Greffet 2002, Marquier 2004] pour des SPhP. Un réseau est gravé dans du carbure de silicium (SiC). Ce matériau est polaire, et son Reststrahlen² se situe dans le moyen infrarouge, autour de 11 microns. Des mesures de réflectivité sont réalisées, et des creux sont observés dans le Reststrahlen du matériau, zone où les SPhP existent. Ces creux de réflectivité suivent la relation de dispersion théorique des SPhP, et correspondent à l'excitation d'une onde de surface par l'onde incidente. Des expériences d'émissivité ont aussi été menées en chauffant le réseau, et en effectuant des mesures résolues en angle et en fréquence du rayonnement issu du réseau. Ce rayonnement, comparé à celui d'un corps noir à la même température donne l'émissivité de la structure. Des pics d'émissivité proches de 1 apparaissent pour des fréquences précises, et pour des angles précis d'observation. Si nous reportons les positions en fréquence et en angle de ces pics d'émissivité, nous voyons qu'elles suivent la relation de dispersion de l'onde de surface associée à l'interface structurée, de la même manière que les creux de réflectivité.

Lorsque l'on étudie la réflectivité d'un réseau, on étudie aussi indirectement son émissivité. En particulier, pour un matériau opaque, nous avons :

$$\varepsilon_{\omega}(T, \vec{u}) = \alpha_{\omega}(T, \vec{u}) = 1 - R_{\omega}(T, \vec{u}), \quad (2.7)$$

où $R_{\omega}(T, \vec{u})$ est la réflectivité de la structure dans la direction et polarisation définie par \vec{u} , à la pulsation ω et pour une structure à température T . Les conclusions des expériences menées dans ce chapitre ne se limitent donc pas à une simple modification de réflectivité, mais traduisent l'impact des ondes de surfaces sur les propriétés radiatives (émission et absorption) d'une surface structurée.

Ces considérations ont renouvelé l'intérêt pour les SPhP, et leur comportement dans des nanostructures. Plusieurs groupes ont montré le potentiel des SPhPs pour fabriquer des émetteurs infrarouges thermiques efficaces en utilisant des réseaux [Hillenbrand 2002, Ocelic 2004], des systèmes multicouches [Kollyukh 2003, Ben-Abdallah 2004] ainsi que des microstructures résonnantes [Puscasu 2008, Au 2008, Schuller 2009]. Ces expériences sont toutes menées sur SiC qui est un bon matériau polaire.

2. Nous rappelons que le Reststrahlen est la zone entre les phonons optiques d'un cristal polaire pour laquelle la partie réelle de la fonction diélectrique est négative.

2.3 Dispositif de mesures

L'idée première était de reproduire les expériences d'émissivité effectuées sur SiC dans l'infrarouge moyen, avec cette fois des réseaux de GaAs dans les THz. Cependant, travailler à d'aussi grandes longueurs d'ondes³ impose quelques contraintes en terme d'expérimentation. D'une manière générale, les sources et détecteurs classiques, comme nous l'avons vu dans l'introduction du manuscrit sont peu performants dans ce domaine de fréquences. De plus, l'atmosphère n'est pas transparente pour les longueurs d'ondes auxquelles nous nous intéressons (autour de $35\ \mu\text{m}$). Cette difficulté était évitée avec SiC dont les SPhP existent dans une bande de transparence de l'atmosphère (bande IV : $8\text{-}12\ \mu\text{m}$). Enfin le matériau lui même ne nous permet pas de monter très haut en température, sous peine de dégazer de l'arsenic assez rapidement. Ces considérations nous ont donc poussés à effectuer des mesures de réflectivité plutôt que des mesures d'émissivité.

2.3.1 Conditions générales

Pour réaliser la caractérisation de nos échantillons, le groupe a acquis en 2008 un spectromètre à transformée de Fourier Vertex 70 de chez Bruker Optics (figure 2.5a). Ce spectromètre est équipé pour faire des mesures dans le THz par une séparatrice en Mylar, un détecteur pyro-électrique DLaTGS-PE⁴ et une source moyen infrarouge (corps noir). Le spectromètre est entièrement purgé à l'air sec. Nous avons également acquis un module de réflectivité A513/Q, placé dans le spectromètre, entre l'interféromètre de Michelson et le détecteur. Il permet d'effectuer des mesures pour des angles d'incidence de 13° à 80° , chacun des bras ayant un moteur indépendant. Nous présenterons dans ce chapitre uniquement des mesures effectuées dans la direction spéculaire, ce qui est pris en compte dans les calculs⁵.

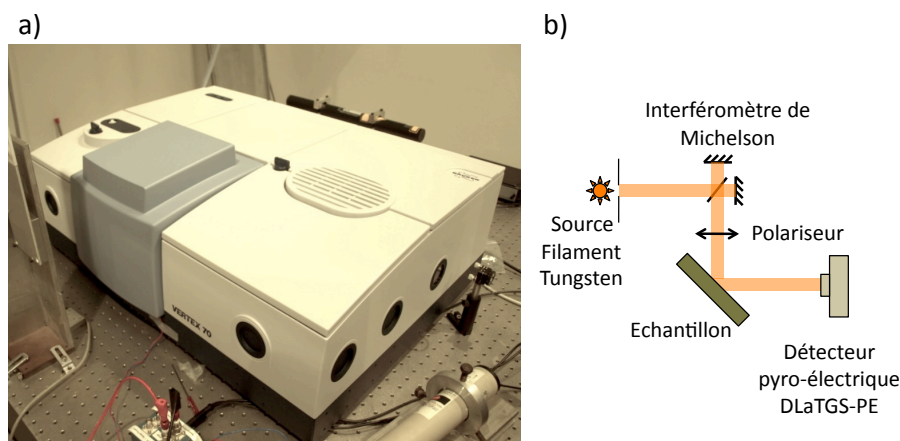


FIGURE 2.5 – (a) Vertex 70 (Bruker Optics), (b) Principe de mesure.

3. Rappelons que GaAs supportent des SPhP autour de $8.5\ \text{THz}$, soit $35\ \mu\text{m}$

4. Détecteur en sulfate acide de triglycine deutéré dopé par L-alanine (DLaTGS pour "deuterated L-alanine doped triglycine sulphate") munie d'une fenêtre en polyéthylène (PE)

5. Si la longueur d'onde d'étude est strictement plus grande que 2Λ , la seule onde propagative diffractée est la spéculaire.

Nous plaçons un polariseur THz (Tydex) dans le module de réflectivité, solidaire du bras d'incidence, de manière à avoir un rayonnement incident polarisé, avec un état de polarisation indépendant de l'angle d'incidence choisi. La source et l'échantillon sont conjugués avec un grandissement de 1.8. Un diaphragme placé devant la source permet de contrôler la taille de la zone mesurée sur l'échantillon. Nous travaillons en général avec le diaphragme le plus grand possible en fonction de la taille de la zone d'intérêt sur l'échantillon. Typiquement, nous prenons un diaphragme de diamètre 1 mm pour des zones d'intérêt de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Le spot sur l'échantillon fait alors environ 2 mm de diamètre, et s'allonge au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. Nous estimons l'ouverture angulaire de l'onde incidente à 3° . Les mesures sont effectuées à la vitesse minimum du déplacement des miroirs (0.1 cm/s), et sont moyennées sur 512 scans, ce qui donne un temps de 3 heures environ pour l'obtention d'un spectre.

En général les conditions de mesures sont les suivantes :

- Résolution de 0.5 cm^{-1} (résolution maximale du spectromètre),
- 512 scans,
- Source MIR, Séparatrice Mylar Multilayer, Détecteur DLaTGS-PE,
- Diaphragme ouvert à 1 mm,
- Vitesse de scan 0.1cm/s,
- Différents gain fixés (échantillon $\times 4$, fond $\times 1$, détecteur, gain A),
- Transformée de Fourier : résolution de phase 2, correction de phase par méthode de Mertz, apodization triangle, zéro-filling de 8.
- La référence est prise sur un substrat de silicium recouvert de Ti/Au (200/3000 Å), fabriqué au LPN.

2.3.2 Positionnement de l'échantillon

A l'intérieur du module de réflectivité, nous avons remplacé le porte-échantillon original, peu pratique par un système 3 axes manuel permettant de positionner l'échantillon et de sélectionner la zone éclairée sur laquelle est menée l'étude en réflectivité. Le module est toutefois conçu pour fonctionner avec son porte-échantillon d'origine, et il faut nous assurer que notre positionnement reste fidèle à la position de la référence d'origine. Pour cela nous utilisons un laser visible que nous faisons entrer dans le spectromètre par l'entrée extérieure. Nous fixons alors un angle d'incidence de 60° et laissons le faisceau se réfléchir sur la référence d'origine. Nous ouvrons le capot pour laisser le faisceau se propager jusqu'à un plan fixe où nous notons la position du faisceau. Ensuite, lorsque nous plaçons un échantillon sur notre support 3 axes, nous adaptons le système pour que ce même laser parvienne à l'endroit noté pour la référence. Pour terminer le positionnement, nous vérifions aussi les positions à 55° et 65° . Si ces dernières diffèrent, le système 3 axes est ré-ajusté. Nous nous assurons ainsi que l'échantillon est bien placé dans le module de réflectivité.

Ce laser visible nous sert aussi à positionner le réseau. Lorsque ce faisceau est réfléchi par le réseau, des ordres diffractés apparaissent. Nous pouvons alors régler l'orientation des traits du réseau par rapport au plan d'incidence en utilisant les directions des ordres diffractés comme références.

Le laser visible passant par l'entrée externe du spectromètre permet donc de contrôler deux choses :

- la bonne position de l'échantillon par rapport au miroir de référence fourni par Bruker,
- la direction des traits du réseau par rapport au plan d'incidence à l'aide des ordres diffractés.

2.3.3 Absorption de l'eau

Les molécules d'eau possèdent un grand nombre de transitions rotationnelles dans le THz [Barnes 1935, Randall 1937]. La vapeur d'eau présente dans l'atmosphère induit en conséquence de nombreux pics d'absorption dans cette gamme de fréquence.

Ces transitions sont bien modélisées, et nous pouvons calculer théoriquement l'absorption d'une tranche d'atmosphère grâce à des données issues de la base HITRAN[Rothman 2005] et généreusement post-traitées par P. Rivière du laboratoire EM2C. Nous avons considéré un gaz à 300 K, composé uniquement d'azote et d'eau pour laquelle nous avons inclus tous les isotopes. Le calcul donne le coefficient d'absorption κ_d avec une résolution de 0.01 cm^{-1} entre 10 et 1000 cm^{-1} , pour une pression partielle d'eau de 10 milli-atmosphères, et une distance d'un mètre. Nous pouvons donc calculer l'impact de la vapeur d'eau sur la transmittance en fonction de la longueur d'onde, du pourcentage d'humidité dans l'air, et de l'épaisseur de la couche traversée.

Le taux d'humidité (H) de l'air, exprimé en pourcent est défini comme le rapport entre la pression partielle de vapeur d'eau dans l'atmosphère (P_{vap}) et la pression de vapeur saturante pour une même température et pression (P_{sat}) :

$$H = \frac{P_{vap}}{P_{sat}} \times 100 \quad (2.8)$$

La pression de vapeur saturante peut être approchée par la formule de Clapeyron, la vapeur d'eau étant considérée comme un gaz parfait, avec une enthalpie de vaporisation constante sur la plage de température $[T_0, T]$:

$$\ln \frac{P_{sat}}{P_0} = \frac{ML_v}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right), \quad (2.9)$$

où T_0 est la température d'ébullition de l'eau à la pression P_0 , M la masse molaire, L_v la chaleur latente de vaporisation et R la constante des gaz parfaits. Pour ces différents paramètres, nous prenons les valeurs suivantes : $T_0 = 373 \text{ K}$, $P_0 = 1013 \text{ mbar}$, $M = 0.018 \text{ kg/mol}$, $L_v = 2.26 \times 10^6 \text{ J/kg}$ et $R = 8,31 \text{ J/K/mol}$.

Le coefficient de transmission d'une couche d'air se calcule ensuite par l'expression suivante :

$$T = \exp(-dP_{vap}\kappa_d), \quad (2.10)$$

avec d la distance traversée.

L'influence du taux d'humidité sur la transmission d'un mètre d'atmosphère est représentée en figure 2.6. La dépendance exponentielle par rapport à la distance est illustrée en figure 2.7, pour un taux d'humidité de 100 %.

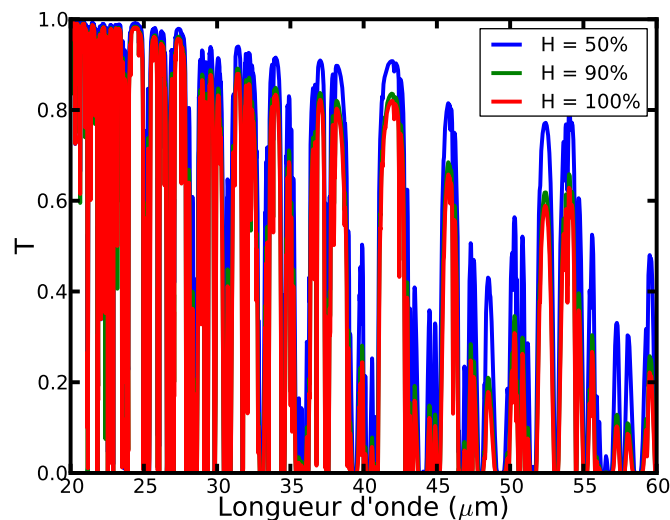


FIGURE 2.6 – Transmission d'un mètre d'air pour différents taux d'humidité.

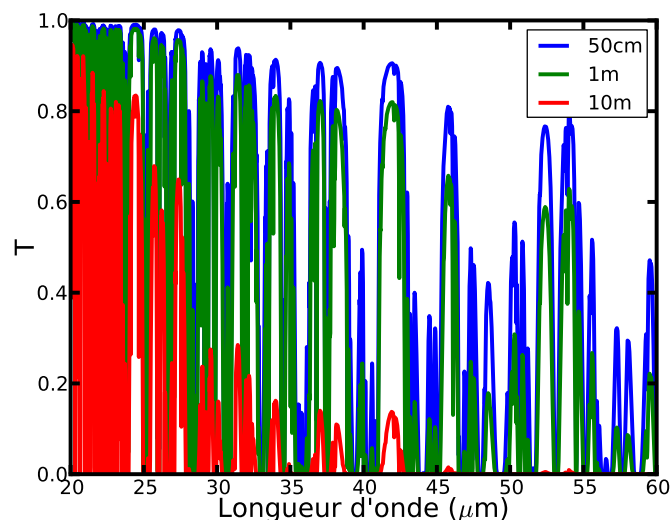


FIGURE 2.7 – Transmission d'une couche d'air à 100 % d'humidité, pour différentes distances.

Notre zone d'intérêt, autour de $35 \mu\text{m}$ est fortement perturbée par la vapeur d'eau. Pour pallier ce problème, le spectromètre est constamment soumis à un flux d'air sec. Une grande

partie des molécules d'eau sont évacuées, et nous parvenons à stabiliser le taux d'humidité dans le spectromètre. Pour une teneur en eau parfaitement constante et égale pour la mesure de la référence et de l'échantillon, l'absorption due à l'eau est compensée, et n'apparaît pas sur le spectre final. En pratique, il est très difficile d'obtenir exactement la même teneur en vapeur d'eau entre les mesures des références et des échantillons, c'est à dire lorsqu'il y a ouverture du compartiment de mesure du spectromètre. On observe alors des pics ou des creux dans le spectre final. Des pics signifient que la teneur en eau était plus faible lors de la mesure de l'échantillon par rapport à la référence, et inversement pour les creux. Ces défauts dans les spectres sont toutefois clairement identifiés. Toutes les raies observées dans notre zone d'intérêt sont identifiées, et nous pouvons affirmer que seule la vapeur d'eau est responsable de cette absorption.

Nous pouvons aussi identifier l'origine des creux ou pics expérimentalement en effectuant plusieurs mesures de suite. Nous suivons alors l'évolution de l'absorption en fonction du temps de purge. Si celle-ci est dépendante du temps de purge, alors les pics observés proviennent de substances dans l'air traversé et non de l'échantillon.

En guise d'exemple, deux spectres en réflectivité, non normalisés par une référence et issus d'un même substrat, sont acquis dans notre spectromètre à transformée de Fourier et sont représentés en figure 2.8. L'une des courbes correspond à une mesure sans purge et l'autre avec une purge de quelques heures. Une mesure de l'humidité dans le spectromètre donne $H \approx 35\%$ sans purge, et $H \leq 5\%$ avec purge, la dernière valeur étant limitée par la précision de l'hygromètre commercial utilisé pour la mesure. La courbe sans purge est inexploitable car l'eau absorbe la quasi intégralité du rayonnement pour certaines longueurs d'onde.

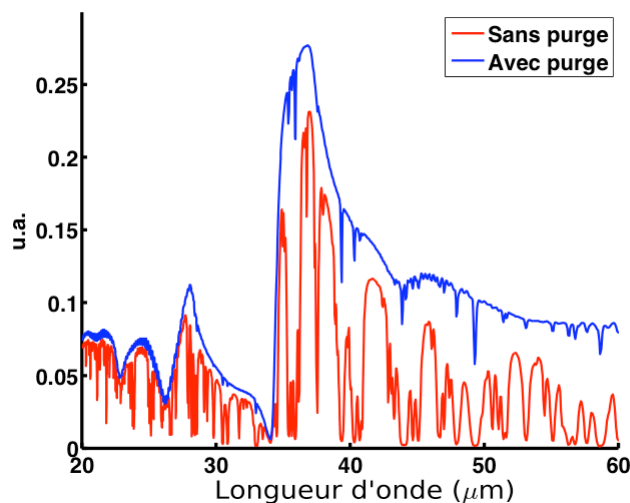


FIGURE 2.8 – Spectres de réflectivité pris avec (courbe bleue) et sans purge (courbe rouge). Les pics fins sur le spectre bleu sont dus aux transitions rotationnelles des molécules d'eau résiduelles. Quand la concentration en eau augmente (sans purge), ces mêmes pics s'élargissent, et d'autres apparaissent rendant le spectre inexploitable.

Une normalisation par une référence prise dans les mêmes conditions reviendrait à diviser

deux quantités extrêmement faibles l'une par l'autre, ce qui donne de larges fluctuations sur la réflectivité finale. La courbe avec purge montre encore de fines raies d'absorption mais qui peuvent être compensées par la normalisation avec un spectre de référence. Dans ce cas les données sont exploitables. La distance parcourue par la lumière entre la source et le détecteur est de l'ordre d'un mètre. Cette absorption prohibe donc toute mesure impliquant une longue distance entre la source et le détecteur dans une atmosphère non contrôlée. D'après nos propres mesures, nous estimons que 24 heures d'attente sont recommandées pour avoir un taux d'humidité stable dans le spectromètre. Le débit d'air sec dans le spectromètre doit être faible lors de la mesure, car le rapport signal sur bruit de la mesure est directement proportionnel à ce dernier. Un flux trop élevé entraîne des vibrations de la séparatrice en Mylar qui ajoute du bruit à la mesure. Les procédures de calibration du spectromètre donnent un rapport signal sur bruit de 90 environ pour le débit de purge utilisé.

2.4 Mesures sur GaAs semi-isolant

2.4.1 Surface plane

Dans un premier temps, nous mesurons la réflectivité d'une surface plane de GaAs non dopé, de manière à vérifier la validité des paramètres ω_L , ω_T , γ et ε_∞ utilisés dans la définition de la fonction diélectrique vue au chapitre 1 et que nous rappelons ici :

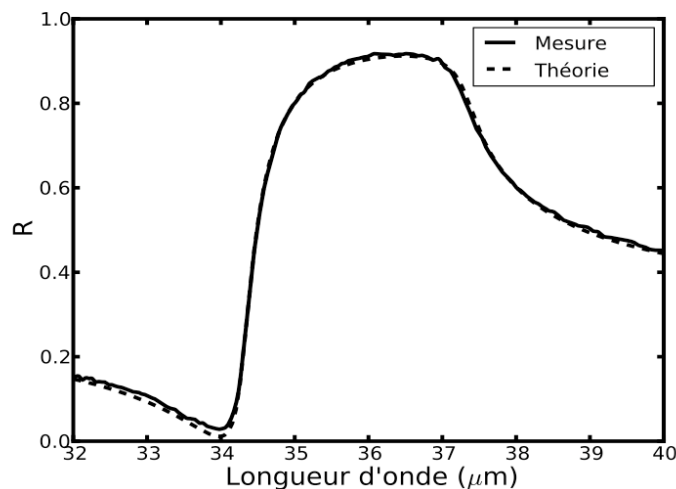
$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \right) \quad (2.11)$$

La réflectivité théorique R_{th} est donnée par le module au carré du coefficient de Fresnel de l'interface,

$$R_{th} = |r_{12}|^2 = \left| \frac{k_{z1} - k_{z2}/\varepsilon}{k_{z1} + k_{z2}/\varepsilon} \right|^2, \quad (2.12)$$

La figure 2.9 montre la comparaison entre le spectre mesuré et la réflectivité théorique après ajustement.

La fréquence pour laquelle la réflectivité est quasi nulle est située à ω_L . Or notre mesure montre un minimum pour une fréquence légèrement différente de celle de la littérature. Nous effectuons donc un ajustement par la méthode des moindres carré avec ω_L comme seul paramètre libre. Cette optimisation donne une valeur de $291.761 \pm 0.05 \text{ cm}^{-1}$, proche de la valeur de la littérature [Palik 1985] (292.1 cm^{-1}) et des mesures plus récentes de Lockwood et al. [Lockwood 2005] (292.01 cm^{-1}). Nous pouvons noter que la réflectivité mesurée ne tombe pas à zéro pour la fréquence du phonon longitudinal optique comme l'indique la théorie. Des incertitudes sur la mesure, ainsi qu'une température de l'échantillon non contrôlée sont certainement la cause de cette différence. Ce léger écart mis à part, les mesures permettent de valider le modèle de fonction diélectrique et ses paramètres que nous utiliserons par la suite pour ce domaine de fréquence.

FIGURE 2.9 – Réflectivité d'une interface plane de GaAs à 15° .

2.4.2 Fabrication du réseau

Les paramètres géométriques du réseau, et la configuration de la mesure sont indiquées dans la figure 2.10. Nous allons utiliser ces notations dans le reste de ce manuscrit :

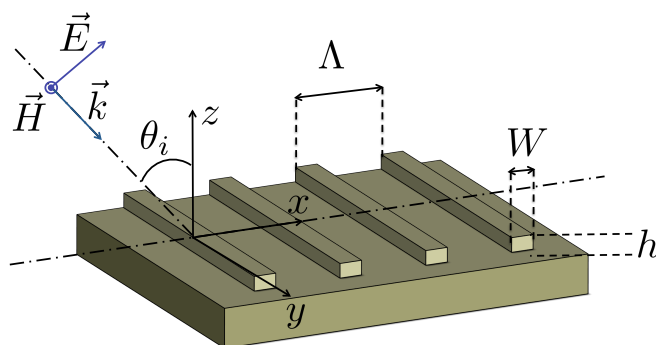


FIGURE 2.10 – Paramètres géométriques du réseau linéaire unidimensionnel de période Λ , hauteur h et largeur de trait W . L'onde incidente (faisceau de mesure) est représentée en polarisation TM. Nous définissons le facteur de remplissage F tel que $F = W/\Lambda$.

Les étapes de fabrication, ainsi que le réseau final sont illustrés en figure 2.11. En début de fabrication, le substrat est nettoyé à l'acétone, puis à l'isopropanol et enfin désoxydé au HCl. Les étapes suivantes, sont illustrées sur la figure 2.11a, et décrites ci-dessous :

1. Déshydratation à 127°C pendant 5 minutes, dépôt d'une couche mince de résine TI35-ES à la tournette⁶ (accélération 2000 tours/min², 4000 tours/min, 30 secondes), recuit 3 minutes à 100°C.
2. Lithographie UV directe de la résine suivie d'un développement (AZ-726 MIF pur). Le masque utilisé est un réseau de trait de période 35 μm , sur une surface de 1x1 cm², dessiné et fabriqué au LPN. Le facteur de remplissage obtenu après lithographie UV est de 0.3.
3. Gravure du GaAs par RIE-ICP (Reactive Ion Etching with Inductively Coupled Plasma), la résine précédemment déposée sert de masque et présente une bonne sélectivité de gravure par rapport à GaAs. Nous n'utilisons pas de pré-gravure, les concentrations de gaz sont 20/5/10 sccm respectivement pour BCl₃/Cl₂/Ar. La puissance ICP est de 600W, et la puissance RF fixée à 50W. Le bias obtenu est de l'ordre de -70V. La gravure est effectuée pendant 720 secondes.
4. Nettoyage des restes du masque en résine (acétone et ultrasons).

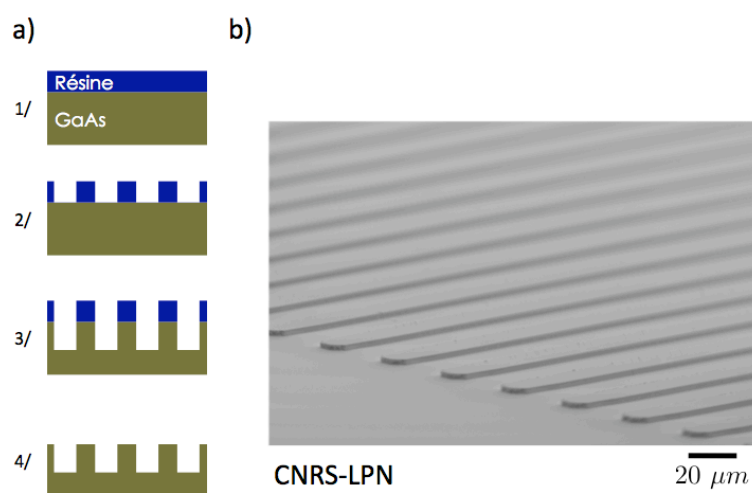


FIGURE 2.11 – Réseau en GaAs (a) Etapes de fabrication (b) photo MEB du réseau final.

Une fois la fabrication terminée, des mesures au microscope électronique, et au microscope optique nous permettent de vérifier que le facteur de remplissage F du réseau est 0.3. Des mesures au profilomètre mécanique sur 9 zones réparties sur le réseau montrent une bonne homogénéité de la profondeur du réseau : $h = 2.8$ microns.

6. spin-coating en anglais

2.4.3 Mesures de réflectivité

Cet échantillon est ensuite placé dans le spectromètre pour des mesures en réflectivité. La figure 2.12 présente le spectre obtenu, comparé à la courbe théorique.

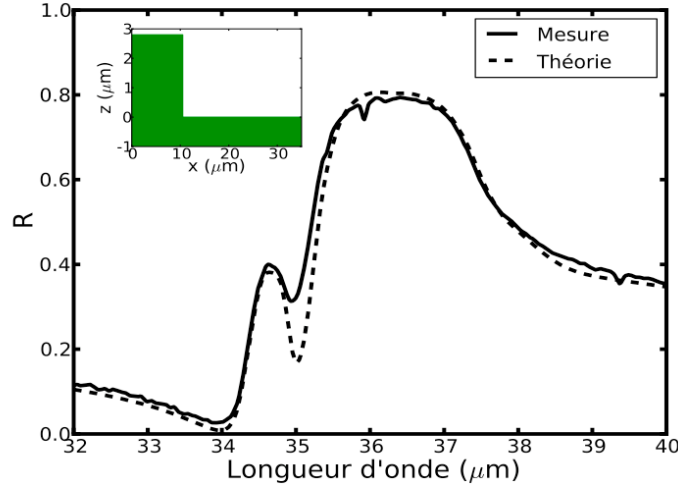


FIGURE 2.12 – Réflectivité mesurée et théorique pour un réseau de GaAs ($\theta_i = 15^\circ$). La géométrie simulée est représentée en insert.

Un creux de réflectivité que l'on n'observait pas sur la surface plane, est mesuré vers $35 \mu\text{m}$. Ce creux de réflectivité, qui n'apparaît pas en polarisation TE, est prédit par la théorie mais avec une amplitude bien plus forte que celle observée. La position en fréquence est aussi très légèrement décalée. Une faible absorption est mesurée vers 36 et $39.5 \mu\text{m}$. Cette dernière a été identifiée comme due à l'absorption par les molécules d'eau. De manière à s'assurer que l'on excite bien un SPhP à $35 \mu\text{m}$, nous prenons des spectres pour différents angles d'incidence (de 15 à 75 degrés, tous les 5 degrés). En relevant à chaque angle θ_i la longueur d'onde du creux de réflectivité, nous pouvons remonter à la relation de dispersion de cette résonance.

Nous calculons ensuite à l'aide du code RCWA la réflectivité pour différents angles, et la reportons dans le plan (k_x, ω) sous forme d'une cartographie en niveaux de gris (fig. 2.13 en utilisant $k_x = k_0 \sin(\theta_i)$ et $\omega = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde incidente). Sur cette cartographie de réflectivité, se distingue nettement la zone de forte réflectivité du Reststrahlen de GaAs (zone blanche sur la figure 2.13). La limite de ce dernier est visible vers 291.76 cm^{-1} , c'est à dire ω_L , fréquence pour laquelle la réflectivité tombe à zéro (zone noire). Dans le Reststrahlen, vers 285 cm^{-1} , nous distinguons une zone noire pour laquelle la réflectivité chute. Elle correspond à la relation de dispersion d'un mode de surface. Nous pouvons identifier ce mode comme issu de l'ordre $+1$ se propageant vers les k_x négatifs. Pour les faibles angles (proche de $k_x = 0$), nous voyons l'ouverture d'un gap autour de 275 cm^{-1} . Cette zone ne nous est malheureusement pas accessible avec notre montage de réflectivité, limité à 13° d'incidence.

Les positions des creux de réflectivité mesurés peuvent être placées sur cette cartographie théorique, ce qui est illustré en figure 2.13 par les disques blancs. L'accord entre la mesure et la théorie est excellent. Nous pouvons donc affirmer que le trou de réflectivité observé correspond bien à l'excitation d'un SPhP.

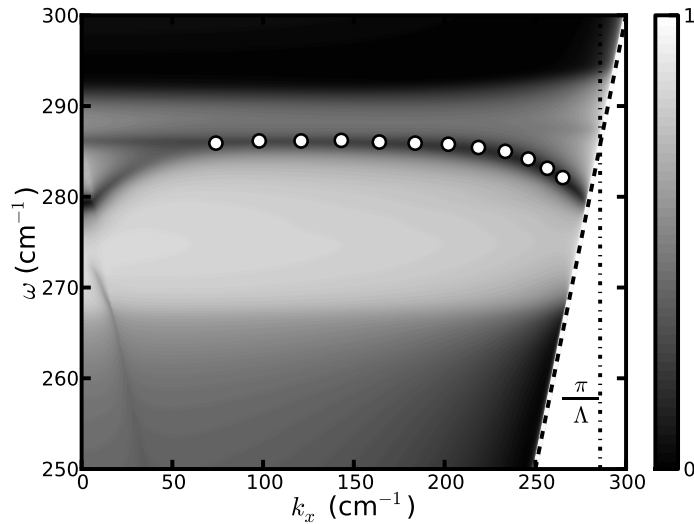


FIGURE 2.13 – Cartographie de réflectivité calculée pour un réseau de GaAs et représentée dans le plan (k, ω) . L'échelle de réflectivité est représentée à droite de la figure. Sont reportés par des cercles blancs les positions des trous de réflectivité mesuré sur le réseau GaAs. La droite oblique hachée représente le cône de lumière, et la droite verticale pointillée-hachée la limite de la zone de Brillouin.

Nous allons maintenant nous pencher plus en avant sur le problème de l'amplitude de la résonance. L'erreur peut provenir d'une mauvaise mesure du facteur de remplissage ou de la hauteur du réseau. Un ajustement pour le calcul théorique en plaçant h et F comme paramètres libres dans le code donne de meilleurs résultats pour une hauteur de réseau de 2.2 microns, et un facteur de remplissage F de 0.3. La valeur obtenue pour le facteur de remplissage est correcte, mais celle obtenue pour la hauteur h est largement en dehors de l'incertitude sur la mesure effectuée au profilomètre. Cette hauteur est mesurée une nouvelle fois sur un profilomètre différent, mais donne la même valeur que celle obtenue précédemment, c'est à dire 2.8 microns. Ce meilleur accord pour une hauteur de 2.2 μm nous a cependant donné une piste : la géométrie. En effet, la gravure ICP ne donne généralement pas un fond de gravure très plat. Le clivage de l'échantillon dans une direction perpendiculaire aux traits du réseau permet une observation par la tranche. Nous accédons alors à des informations précises sur la forme de ce fond de gravure. Les images obtenues au microscope électronique sont présentées en figure 2.14.

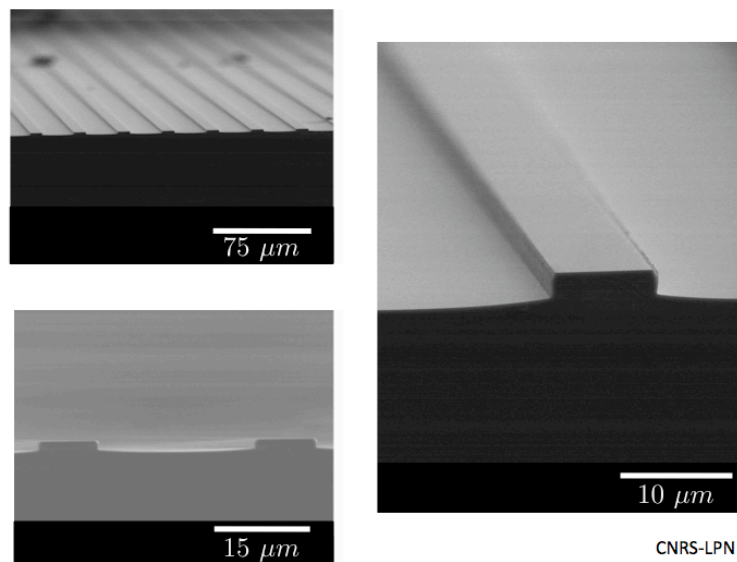


FIGURE 2.14 – Observation par la tranche du réseau de GaAs. On distingue que le fond de gravure n'est pas plat mais de forme parabolique. Les mesures sur ces photos donnent une hauteur du pied de gravure de 600 nm environ.

Nous distinguons clairement que le fond de gravure n'est pas plat. Ce détail, non modélisé jusque là, a été intégré dans le code RCWA en ajoutant un fond parabolique à la structure à l'aide d'une dizaine de couches successives d'une hauteur totale h_g de 600 nm (cf. fig. 2.15). Cette valeur est tirée des observations de la figure 2.14. La géométrie simulée est illustrée en figure 2.15, et reprise en insert dans la figure 2.16.

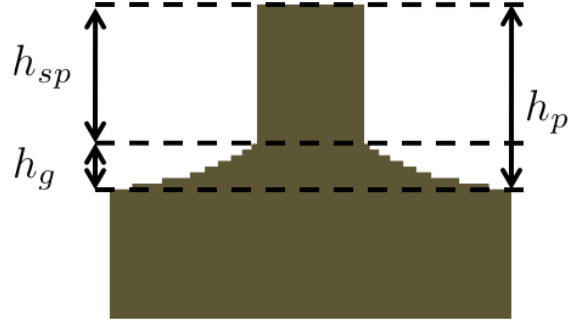


FIGURE 2.15 – Schéma et définitions des différentes hauteurs de réseau.

La réflectivité théorique obtenue pour cette géométrie est comparée à la réflectivité expérimentale sur la figure 2.16.

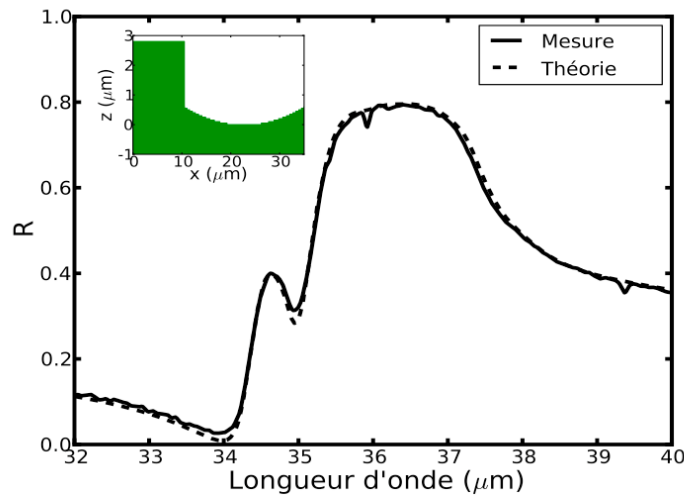


FIGURE 2.16 – Réflectivité mesurée et théorique pour un réseau de GaAs ($\theta_i = 15^\circ$). La géométrie simulée est représentée en insert.

Cette fois l'accord est quasi parfait. La résonance observée est donc très sensible au fond de gravure. Pour étayer cette affirmation, nous pouvons regarder le champ proche au niveau de cette résonance.

La figure 2.17 représente l'intensité des champs électromagnétique normalisés par l'intensité du champ incident.

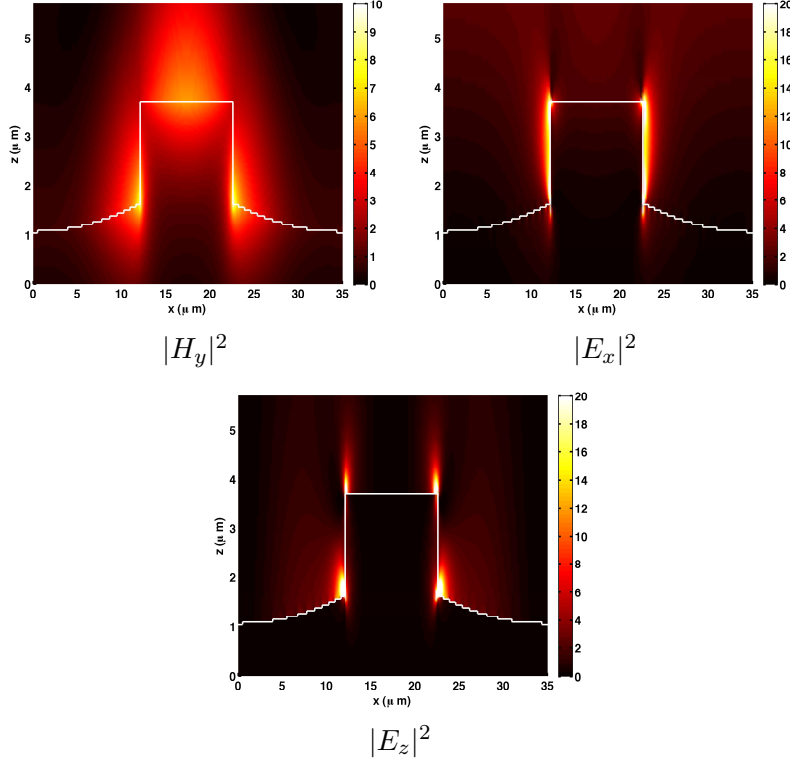


FIGURE 2.17 – Intensité du champ proche optique selon les différentes composantes (H_y , E_x et E_z) à la résonance ($\lambda_i = 35 \mu\text{m}$, $\theta_i = 15^\circ$). Les zones claires représentent les endroits où le champ présente des surintensités. Les traits blancs représentent la surface de GaAs. L'échelle de couleur pour le champ magnétique est fixée de 0 à 10, et de 0 à 20 pour les champs électriques.

Ces cartographies nous renseignent sur le type de résonance observée pour cette structure. Nous voyons une forte augmentation du champ E_x le long des murs du réseau. Le mode excité est un mode évanescent le long de chacun des murs du réseau. Ce mode se réfléchit en bas et en haut du mur car il rencontre une rupture d'impédance. Le pied de gravure vient diminuer la longueur de propagation de ce mode par rapport à une géométrie sans pied, et change le coefficient de réflexion du mode en bas du mur. Cela confirme les résultats d'optimisation obtenus pour des géométries sans pied. Le meilleur accord est trouvé pour une hauteur de réseau sans pied de h_{sp} . Le calcul sur la structure avec pied donne une hauteur totale de réseau h_p , et une profondeur du pied de gravure h_g . Ces trois dimensions, représentées en figure 2.15, sont simplement liées par :

$$h_{sp} = h_p - h_g \quad (2.13)$$

Un calcul sans pied avec une hauteur h_{sp} donnée par la relation 2.13 donne un accord raisonnable, qui reste mais moins bon que celui obtenu par le calcul avec pied. Cela est dû à une différence du coefficient de réflexion du SPhP en bas de la structure.

Cette étude démontre que le pied de gravure est un facteur à prendre en compte dans le dessin des structures si l'on a besoin d'une résonance avec une amplitude précise à une longueur d'onde déterminée. Notons que ce pied est une caractéristique assez générale de la méthode employée (RIE-ICP) pour graver GaAs, et est difficilement évitable. Une stratégie pour éviter ce pied peut consister à utiliser une couche d'arrêt composée d' $\text{Al}_{80}\text{Ga}_{20}\text{As}$ par exemple. Cependant, une telle procédure requiert la fabrication d'une couche épitaxiée pour fabriquer la structure. Nous allons montrer dans la partie suivante, à l'aide de calculs théoriques que ce pied de gravure n'est pas limitant pour obtenir une absorption totale si la profondeur de gravure est suffisante.

2.5 Optimisation d'un réseau

Dans cette partie, nous présentons des résultats de calculs théoriques et montrons qu'il est possible d'absorber entièrement un rayonnement THz incident à l'aide d'un réseau malgré la formation d'un pied lors de la fabrication. La loi de Kirchhoff nous indique que l'émissivité d'une telle structure est alors maximum.

La courbe de réflectivité présentée en figure 2.18 a été calculée pour les paramètres suivants :

- Période $\Lambda = 10 \mu\text{m}$
- Largeur des traits $W = 500 \text{ nm}$ ($F = 0.05$)
- Hauteur du réseau $h_p = 4 \mu\text{m}$
- Hauteur du pied de gravure $h_g = 600 \text{ nm}$

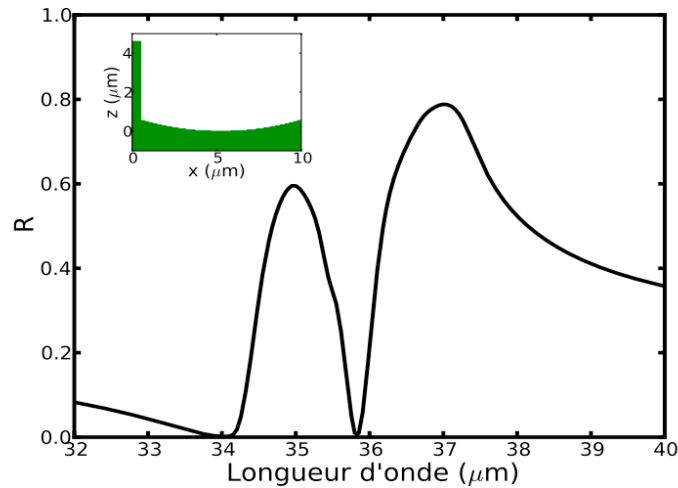


FIGURE 2.18 – Réflectivité théorique d'un réseau de GaAs optimisé pour une absorption totale. La géométrie simulée est indiquée en insert.

Ce type de géométrie présente un fort rapport d'aspect, mais reste faisable technologiquement. Les paramètres de fabrication doivent être ajustés. En particulier, la faible largeur des motifs impose une lithographie électronique plutôt qu'une lithographie optique. Les paramètres

de la gravure ICP doivent aussi être adaptés pour obtenir de tels rapports d'aspects. Cette partie technologique est en cours de développement au LPN.

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié le couplage entre le champ évanescent des SPhP et le champ propagatif par des mesures de réflectivité spectrale dans le domaine THz. Nous avons présenté le dispositif expérimental développé et mis en place pour les mesures de réflectivité spectrales THz. Pour des raisons inhérentes à la bande spectrale étudiée (faible signal et absorption de l'atmosphère), ces mesures sont effectuées à l'intérieur du spectromètre à transformée de Fourier, purgé sous air sec.

Nous avons montré que le modèle de fonction diélectrique locale permettait de décrire avec précision les résultats expérimentaux obtenus. Un bon accord entre les mesures et la théorie est assuré par une bonne connaissance de la géométrie de l'échantillon. En particulier nous montrons que le pied de gravure issu de la fabrication doit être pris en compte dans les calculs.

Malgré ce pied de gravure, il est possible de trouver des géométries permettant de maximiser l'absorption, et donc l'émissivité d'un réseau de GaAs. D'une manière générale il est donc possible de contrôler les propriétés radiatives de semi-conducteurs polaires dans la gamme des THz par une simple structuration de surface. Nous possédons les modèles adéquats pour optimiser ce couplage.

Modulateur THz à commande optique

Sommaire

3.1 Plasmon-phonon-polaritons de surface sur un réseau de GaAs dopé n.	56
3.1.1 Fabrication	58
3.1.2 Réflectivité de l'interface plane	60
3.1.3 Mesures sur le réseau	62
3.1.4 Modélisation par un système cœur-coquille	65
3.1.5 Nature du mode résonnant	68
3.1.6 Amincissement des murs	71
3.2 Modulateur THz à commande optique	72
3.2.1 Etat de l'art	72
3.2.2 Configuration expérimentale	73
3.2.3 Mesures et éclaircissement	74
3.3 Vers un réseau de rubans quantiques harmoniques	80
3.4 Conclusion	84

Dans ce chapitre, nous démontrons expérimentalement un modulateur THz à commande optique. Le principe de fonctionnement repose sur l'absorption résonante du rayonnement THz par une mode plasmon-phonon-polaritons de surface (SPP-SPhP) issu du couplage fort dans un semiconducteur entre plasmon- et phonon-polariton de surface abordé dans le chapitre 1. La structure étudiée ici est un réseau de murs de GaAs dopé n . Nous fabriquons ce réseau unidimensionnel, similaire à celui vu au chapitre précédent, avec cette fois des dimensions très petites par rapport à la longueur d'onde. Une représentation schématique est présentée en figure 3.1.

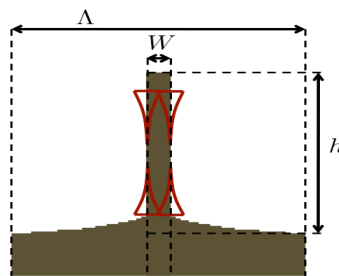


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du réseau étudié. Nous représentons en rouge le mode composé de SPP-SPhP couplés se propageant de bas en haut et haut en bas le long des murs.

La période du réseau Λ , la largeur de trait W , et la hauteur du réseau h sont respectivement de $\lambda/14$, $\lambda/437$, et $\lambda/43$, où $\lambda \approx 35\mu\text{m}$ est la longueur d'onde incidente à résonance. Chaque mur du réseau possède donc une section de l'ordre de $\lambda^2/19000$. Si nous comparons à un dispositif plasmonique pour une longueur d'onde incidente de $1\mu\text{m}$, cela reviendrait à un réseau de 71 nm de période, 23 nm de haut, et 2 nm de large, ce qui est impossible à atteindre par les technologies de fabrication conventionnelles actuelles.

L'étude de ce réseau en réflectivité nous a permis de valider le modèle de fonction diélectrique proposé prenant en compte la densité d'électrons. De plus nous montrons que des effets supplémentaires, liés au potentiel de surface de GaAs doivent être pris en compte dans la modélisation de la réponse électromagnétique du réseau. L'étude théorique nous a renseigné sur la nature du mode excité : il est composé d'un doublet de SPP-SPhPs se propageant le long des murs du réseau.

Ensuite, nous étudions la variation de la réflectivité dans le THz lors d'une illumination du réseau par un laser HeNe (633 nm). Le faisceau laser est composé de photons dont l'énergie supérieure à l'énergie de gap du semiconducteur ce qui permet de modifier la densité d'électrons dans la structure en créant des photo-porteurs. Cette modification de la densité électronique change la fréquence de résonance du mode SPP-SPhP. Nous pouvons ainsi contrôler activement la réflexion d'un rayonnement THz par un faisceau optique (visible ou proche infrarouge). Le système est d'autant plus efficace, que le mode excité est très fortement confiné spatialement dans la zone où la densité de porteur est modifiée par l'éclairement visible. De part sa nature mixte, le SPP-SPhP est très sensible à la densité électrons. Le décalage notable du pic d'absorption THz observé expérimentalement pour une faible illumination visible démontre la possibilité d'un modulateur THz contrôlé optiquement.

Pour clore ce chapitre nous présentons des considérations théoriques sur la possibilité de fabriquer des rubans quantiques verticaux.

3.1 Plasmon-phonon-polaritons de surface sur un réseau de GaAs dopé n

Nous avons vu dans le chapitre 1 que depuis les années 1970 la littérature présente des études concernant les modes de surface sur les semi-conducteurs dopés. Nous avons indiqué que les expériences de l'époque menées sur des réseaux de semi-conducteur dopés étaient en léger désaccord avec les relations de dispersion théoriques. Les auteurs, en particulier Marschall et al. [Marschall 1971] ainsi que Anderson et al. [Anderson 1971] mettaient en cause une possible détérioration de la surface. Dès 1972 Wallis et al. [Wallis 1972] ont présenté une explication liée à une concentration d'électrons différente près de la surface par rapport à celle du volume. Faisant l'approximation d'une densité nulle près de la surface sur une certaine épaisseur, ils ont obtenu un modèle qui décrivait assez bien les résultats expérimentaux de Marschall et al.. Ces travaux ont été repris par Cunningham et al. [Cunningham 1974] en 1974, qui ont considéré une variation linéaire de la densité de porteurs entre le volume et la surface. L'effet de cette zone déplétée tend à diminuer la fréquence de l'onde de surface. Ces effets se produisent seulement pour des grands vecteurs d'onde qui sont inaccessibles expérimentalement par les mesures optiques faites à l'époque à l'aide d'un prisme en configuration Otto. Ces grands vecteurs d'ondes peuvent être

atteints par un réseau de très courte période, mais les techniques de calcul et de fabrication de l'époque ne permettaient pas une compréhension fine du phénomène. Une autre méthode a permis cependant d'observer des modes d'interfaces à de grands vecteurs d'ondes : la spectroscopie par perte d'énergie d'électrons haute résolution (HREELS). Beaucoup d'études ont été menées sur des zones d'accumulation ou de déplétion à la surface de semi-conducteurs dopés. Ces études sont aussi bien théoriques[Ehlers 1986, Ehlers 1987, Streight 1988, Streight 1989, Inaoka 2001] qu'expérimentales[Betti 1989, Chen 1989, Jones 1995].

Les mesures optiques directes de l'effet d'une zone de charge d'espace¹ sur des modes mixtes plasmon-phonons polaritons de surface sont plus rares. Rieder et al.[Rieder 1972] ont étudié ces modes sur des microcristaux de CdO dopés en transmission. La dispersion en taille, ainsi que la forme cubique des cristaux sont cités comme pouvant être responsables du désaccord entre transmission théorique et expérimentale. Une distribution non uniforme des porteurs dans les cristaux est aussi évoquée. Plus tard, Yamamoto et al.[Yamamoto 1985] ont étudié la transmission de GaAs dopé, broyé mécaniquement en microcristaux ensuite piégés dans une matrice hôte. Les auteurs ont proposé un modèle cœur-coquille et trouvé un accord qualitatif avec leurs mesures. Cependant, la taille de la coquille dans le modèle est juste un paramètre phénoménologique. L'absorption théorique suit l'absorption mesurée de manière qualitative, mais les deux diffèrent d'un facteur 6 en amplitude.

A notre connaissance, il n'y a pas d'étude mettant en évidence optiquement l'influence d'une zone de charge d'espace sur les modes de surface supportés par des nanostructures formées de semi-conducteurs dopés.

1. La zone, proche de la surface d'un semi-conducteur dopé, qui est désertée par les électrons est bien connue en microélectronique, et communément appelée zone de charge d'espace. Nous utiliserons indifféremment ce terme ou zone de déplétion par la suite.

3.1.1 Fabrication

Nous rappelons les paramètres utilisés pour décrire le réseau sur la figure 3.2.

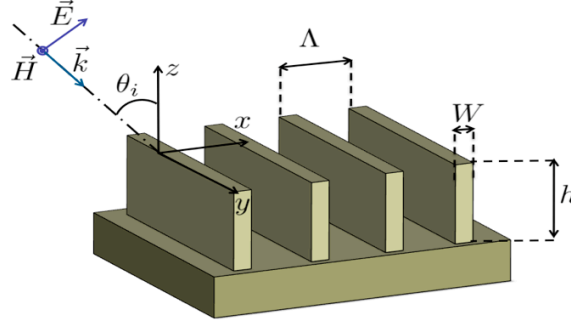


FIGURE 3.2 – Schéma du réseau et paramètres géométriques. L'onde incidente représentée est polarisée TM.

Nous avons commencé par l'étude expérimentale d'un réseau de murs aux paramètres arbitraires. Nous avons profité des structures de murs de GaAs dopé réalisés au LPN par Patrick Bouchon, dont le but originel est de servir de moules pour réaliser de fines fentes en or par croissance électrolytique. Cette méthode permet d'obtenir des fentes à fort rapport d'aspect. La structure est fabriquée par une méthode différente de celle présentée dans le chapitre 2. Les tailles des structures étant bien plus petites, la définition des motifs nécessite une lithographie électronique, et la gravure ICP utilise un masque métallique. Les étapes illustrées en figure 3.3 sont détaillées ci-contre :

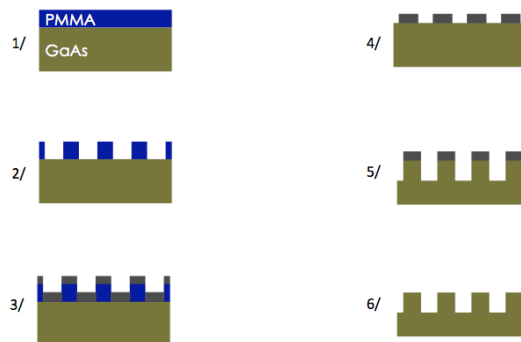


FIGURE 3.3 – Etapes de fabrication du réseau, description dans le texte.

1. Après nettoyage et désoxydation de la surface, du PMMA (Polyméthacrylate de méthyle)

est déposé à la tournette (spin-coaté) sur la surface.

2. On effectue ensuite une lithographie électronique avec le masqueur LEICA-VISTEC EBPG5000, puis on développe dans une solution de méthylisobutylcétone (MIBK) pour définir des traits dans la résine.
3. On dépose un masque de Ti/Ni d'une épaisseur de 50 nm.
4. L'échantillon est ensuite plongé dans du trichloréthylène. La résine restante est ainsi dissoute et il ne reste que le métal en contact avec la surface. Ce procédé s'appelle couramment "lift-off". Nous avons donc l'échantillon avec des traits fins de métal à sa surface.
5. Ces traits métalliques vont servir de masque pour effectuer une gravure par RIE-ICP. Les gaz utilisés sont $\text{BCl}_3/\text{Cl}_2/\text{Ar}$.
6. Le masque est en partie détruit par le plasma. Nous retirons les restes par un bain d'acide fluorhydrique (HF) dilué à 10%, pendant une minute, pour retirer le titane, et une solution d'acide orthophosphorique (H_3PO_4) diluée à 10% pour retirer le nickel. Le dernier bain doit être très rapide car l'acide orthophosphorique attaque GaAs.

Le réseau a une surface de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Pour déterminer précisément le profil du réseau, nous procédons à un clivage au bord de la zone structurée, de manière à pouvoir observer au MEB les murs par la tranche, tout en préservant une surface suffisante pour effectuer les mesures de réflectivité. Des exemples de clichés sont reproduits en figure 3.4. Nous avons ainsi pu mesurer la hauteur du réseau, la taille du pied de gravure, et la largeur des murs de GaAs. Le calibrage du MEB comme instrument de mesure peut être obtenu grâce à la période du réseau, étalon parfait. Nous évitons les mesures au profilomètre qui détruiraient les murs et dont la pointe serait de toute manière incapable de descendre jusqu'au fond des structures.

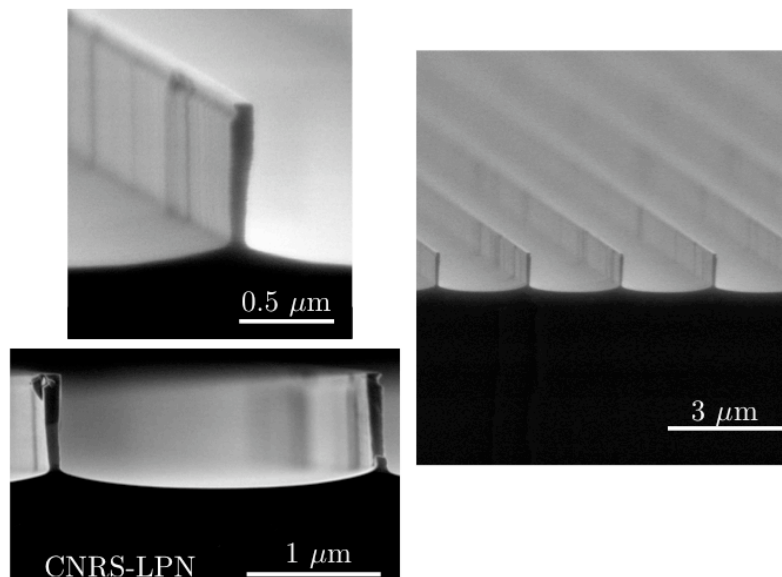


FIGURE 3.4 – Images MEB du réseau de GaAs dopé à faible facteur de remplissage.

La période P vaut $2.5 \mu\text{m}$, la largeur de trait W vaut 80 nm . Ces observations montrent un pied de gravure comme sur le réseau étudié au chapitre 1. La hauteur de gravure totale est de 800 nm environ, et la hauteur du pied de 120 nm . La hauteur nette des murs est donc de l'ordre de 680 nm . La forme des murs est aussi légèrement évasée. Ils semblent plus fins à la base qu'en haut. Leur largeur en haut est la même que celle du trait d'environ 80 nm . Le procédé de gravure est responsable de cette forme. Si la gravure est poursuivie pour atteindre des rapport d'aspect plus élevés, les murs tombent car leur base devient trop fine. D'autres procédés sont en cours de tests afin d'obtenir des murs aussi fins, avec une plus grande hauteur, mais ils ne donnent pas encore de résultats satisfaisants. Comme il a été dit, ces réseaux ont été conçus dans un tout autre but que l'excitation de SPhPs, et les paramètres dimensionnels ne sont donc pas optimisés.

3.1.2 Réflectivité de l'interface plane

Nous avons commencé par mesurer une partie plane de l'échantillon pour déterminer les paramètres de la fonction diélectrique. Nous utilisons toujours les données issues de Palik[Palik 1985] pour la contribution des phonons. Pour ce qui est de la partie électronique, nous n'avons pas a priori d'idée précise du taux de dopage, et encore moins du taux de relaxation des électrons dans le cristal. Pour le dopage, le fabricant indique uniquement une gamme entre 1 et $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. De plus, nous supposons que les électrons ont une masse effective égale à celle qu'ils possèdent dans le bas de la bande de conduction.

La réflectivité de la surface plane répond à l'équation 2.12 du chapitre 2 (page 44). Nous rappelons ici la fonction diélectrique utilisée.

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_e\omega} \quad (3.1)$$

La réflectivité mesurée pour un angle d'incidence de 45° est représentée en figure 3.5, comparée à la réflectivité théorique ajustée.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la zone de forte réflectivité, où la fonction diélectrique est négative est beaucoup plus importante pour GaAs dopé que pour GaAs semi-isolant. L'effet des électrons se fait sentir dès que la longueur d'onde approche $21 \mu\text{m}$. A cette longueur d'onde la fonction diélectrique est proche de zéro, et devient négative pour des longueurs d'onde plus grandes. Par contre, près du phonon optique transverse ($2\pi c/\omega_T = 37.31 \mu\text{m}$), la fonction diélectrique redevient positive. La réflectivité chute alors fortement. Plus loin encore, la fonction diélectrique redevient négative à cause des porteurs libres. Le creux de réflectivité observé sur la réflectivité de la surface plane vers $39 \mu\text{m}$ est donc dû aux phonons optiques transverses de GaAs.

La courbe théorique a été calculée par une régression orthogonale[Boggs 1992] avec le dopage N_e et le terme d'amortissement γ_e comme paramètres libres. Les valeurs obtenues sont $N_e = 1.466 (\pm 0.05) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $\gamma_e = 69.54 (\pm 1) \text{ cm}^{-1}$. L'accord est très bon sur l'ensemble du spectre.

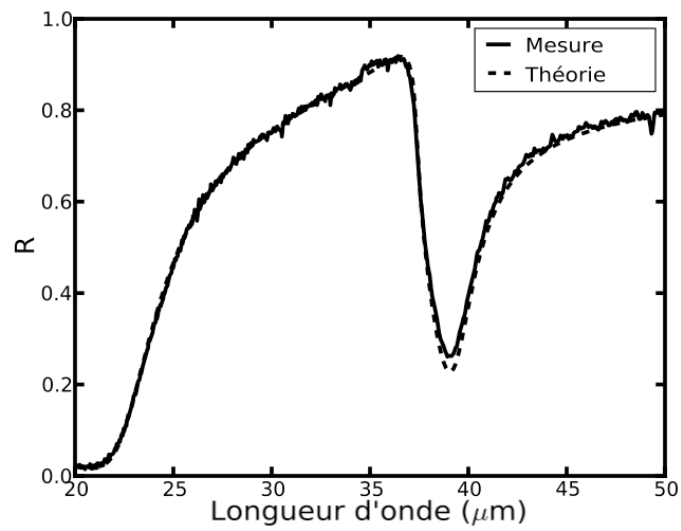


FIGURE 3.5 – Réflectivité d’une surface plane de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$).

3.1.3 Mesures sur le réseau

Nous mesurons ensuite la réflectivité sur la zone structurée avec une onde incidente polarisée TM, comme ceci est illustré en figure 3.2. Etant donné que la période est de $2.5 \mu m$, seule la partie plate de la relation de dispersion se trouve dans le cône de lumière. On peut donc s'attendre à ce que la position en fréquence de la résonance soit indépendante de l'angle d'incidence. Les réflectivités du réseau pour plusieurs angles d'incidence sont tracées figure 3.6.

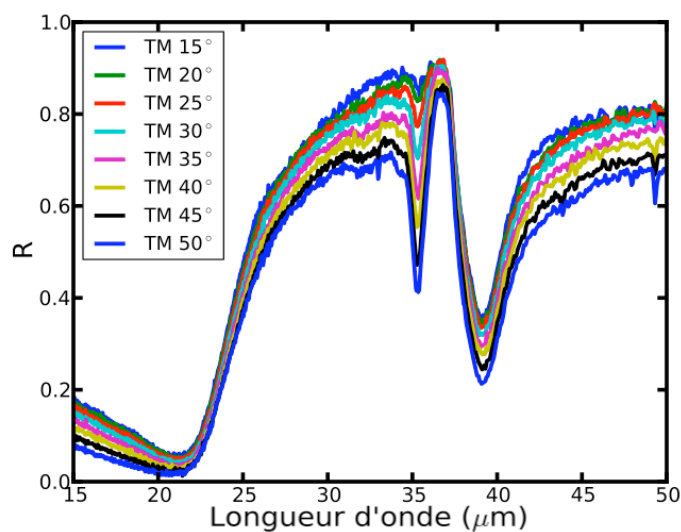


FIGURE 3.6 – Réflectivité d'un réseau de GaAs dopé pour plusieurs angles d'incidence en polarisation TM.

On observe clairement un creux supplémentaire dans la réflectivité vers $35 \mu m$ dont la position est indépendante de l'angle d'incidence. L'amplitude de la résonance est par contre fortement dépendante de ce dernier. Ce creux supplémentaire n'apparaît pas en polarisation TE, et correspond à l'excitation d'un plasmon-phonon-polariton de surface.

Nous passons ensuite à la modélisation de la structure. Nous utilisons pour cette partie le code RMCA (*Rigorous Maxwell, polynomial Constitutive Approximation*) développé par Fabrice Pardo au LPN[Pardo]. Ce code est préféré à RCWA car il permet de calculer le champ proche, ainsi que la réflectivité de la structure avec un maillage adaptable. Nous pouvons ainsi raffiner ce maillage au niveau du mur, tout en gardant un nombre de mailles réduit pour le reste de la structure. Dans le code RCWA, au contraire, un mur aussi fin nécessiterait un très grand nombre d'ordre pour la description de type Fourier. Ce grand nombre d'ordres associé à un nombre de couches élevé pour la prise en compte du pied de gravure mènerait à des temps de calculs prohibitifs. De plus les résultats obtenus pour les cartographies de champ obtenus par le code RCWA souffrent d'artefacts liés aux transformées de Fourier utilisées pour passer dans l'espace réel.

3.1.3.1 Modélisation par un réseau entièrement dopé

Nous calculons dans un premier temps la réflectivité théorique en considérant que le substrat et le réseau ont la même fonction diélectrique. Le réseau est donc entièrement dopé. Les paramètres géométriques utilisés sont tirés des observations MEB. Nous prenons en compte le fond de gravure parabolique de la même manière que pour le réseau de GaAs non dopé au chapitre 2.

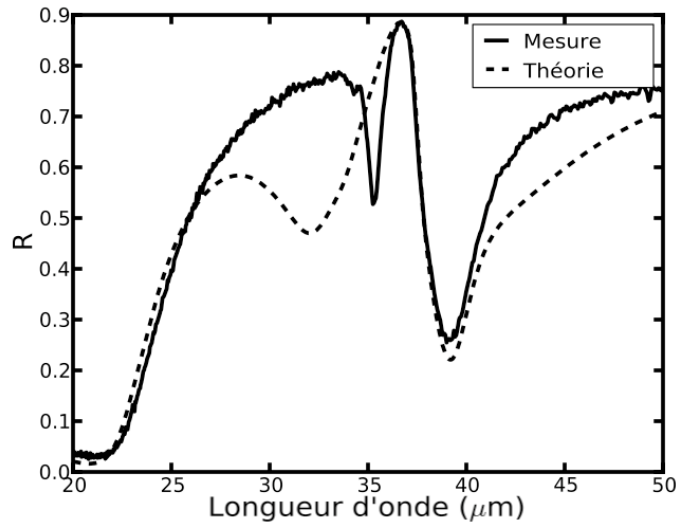


FIGURE 3.7 – Réflectivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un réseau entièrement dopé.

On constate qu'il y a un fort désaccord entre la mesure et la théorie. Cette dernière prévoit bien l'apparition d'un creux de réflectivité supplémentaire, mais il n'apparaît pas à la bonne fréquence (décalé vers les courtes longueurs d'onde), et surtout est très élargi par rapport au creux observé expérimentalement. Si nous essayons de changer un peu la géométrie, dans la limite des incertitudes de mesures inhérentes aux images MEB, nous ne parvenons pas à trouver d'accord entre les deux courbes. Le creux de réflectivité bouge un peu en amplitude et en fréquence

mais sa largeur reste toujours beaucoup trop élevée. Ceci suggère des pertes trop élevées. Étant donné que les pertes (partie imaginaire de la fonction diélectrique) proviennent principalement des charges libres ($\gamma \ll \gamma_e$), il faut sans doute considérer qu'il y a moins d'électrons que prévu dans nos murs. Cette conclusion est bien supportée par le fait que le niveau de Fermi à la surface du GaAs est connu pour être piégé vers le milieu de la bande interdite.

3.1.3.2 Modélisation par un réseau entièrement déplété

Avant de développer un modèle quantitatif, nous avons exploré l'autre situation, dans laquelle les murs très fins de GaAs, seraient entièrement déplétés. Nous avons modélisé cette situation en prenant le substrat dopé, le pied de gravure dopé, et un réseau constitué de murs non dopés. Le résultat est présenté en figure 3.8.

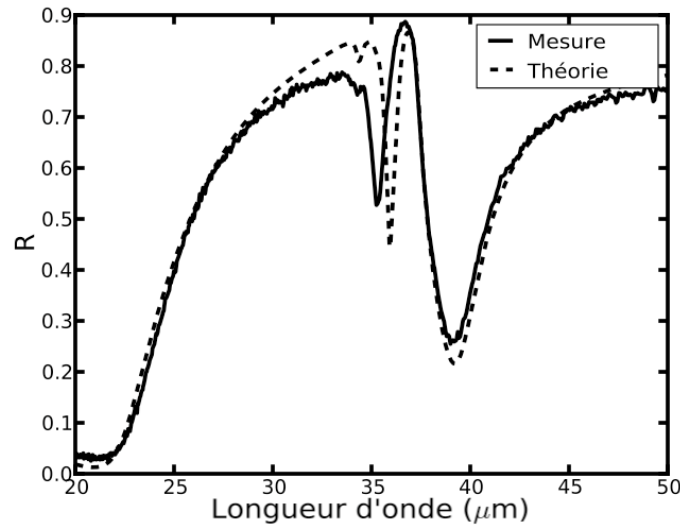


FIGURE 3.8 – Réflectivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un substrat dopé et un réseau non dopé.

L'allure de la résonance est maintenant beaucoup plus proche de la courbe expérimentale, mais la résonance théorique est cette fois décalée vers des longueurs d'ondes plus grandes. La résonance est aussi plus étroite. Nous pouvons dès lors confirmer que les électrons sont les principaux responsables de l'élargissement de la résonance, et que nous devons raffiner le modèle. Quel est le juste milieu entre un mur entièrement dopé et un mur entièrement déplété ?

3.1.4 Modélisation par un système cœur-coquille

Pour établir ce nouveau modèle, nous avons pris en compte la déformation de la bande de conduction à l'interface entre l'air et le semi-conducteur. Ceci est illustré en figure 3.9. Ce diagramme de bande est calculé pour du GaAs dopé à $N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, à une interface air/GaAs. Le niveau du bas de la bande de conduction est fixé en surface à un potentiel V_S de 0.7 eV au dessus du niveau de Fermi, ce qui est communément admis pour une surface de GaAs à l'air libre. À droite de la figure, la bande de conduction est légèrement en dessous du

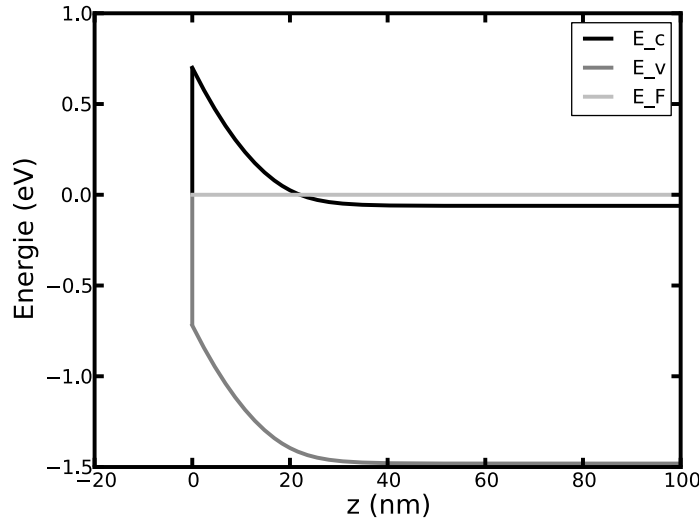


FIGURE 3.9 – Bandes de valence et de conduction pour une interface air/GaAs dopé à $N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $V_S = 0.7 \text{ eV}$.

niveau de Fermi dans le semi-conducteur. Ceci est dû au dopage. Des porteurs sont libres dans la bande de conduction et ont un mouvement libre dans le semi-conducteur. Par contre à gauche, la bande de conduction se relève, et passe au dessus du niveau de Fermi. Cette zone est alors désertée par les électrons qui sont chassés par un champ électrique égal à la pente de la bande de conduction. Cette zone désertée se retrouve uniformément chargée par les ions dopants positifs. En microélectronique, elle est dénommée zone de charge d'espace (ZCE). Le champ électrique varie linéairement avec z , donc le potentiel varie paraboliquement, et la longueur L_{ZCE} s'exprime de manière simple à partir de V_S et du dopage N_e :

$$L_{ZCE} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_\infty V_S}{qN_e}}, \tag{3.2}$$

avec q la charge élémentaire de l'électron. Pour $V_S = 0.7 \text{ eV}$ et $N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on trouve une ZCE de 26 nm.

Nous allons donc modéliser le mur de GaAs par un cœur dopé avec une coquille non dopée. Dans un premier temps, le fond de gravure est laissé en GaAs dopé. La géométrie simulée est illustrée en insert de la figure 3.10, et le spectre calculé est comparé à la mesure sur cette même figure.

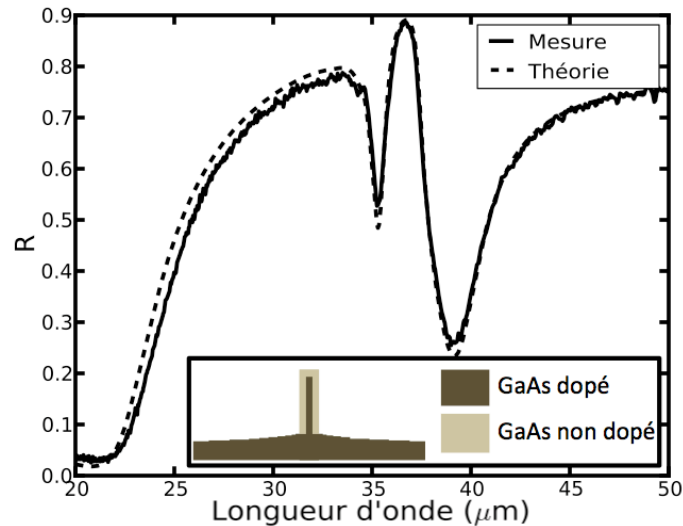


FIGURE 3.10 – Réflectivité d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$), comparaison avec un modèle de coquille.

Cette fois l'accord est très bon, aussi bien en terme d'amplitude de la résonance que de position en fréquence. Les différents calculs effectués montrent que la taille de la zone de charge d'espace est un paramètre important. Nous avons donc par ce biais un moyen de mesurer la position du niveau de Fermi dans un semi-conducteur polaire, si le dopage et la géométrie sont bien connus. Si ces paramètres sont mal assurés, nous disposons néanmoins d'une mesure très sensible à la variation de cette position, en fonction de paramètres extérieurs. Pour justifier cette assertion nous montrons figure 3.11 la sensibilité de la position de l'absorption résonnante à un changement du potentiel de surface. Cette sensibilité s'explique par le fait que l'on joue sur deux tableaux en même temps. D'une part, on modifie le couplage entre les deux modes se propageant de chaque côté du mur de GaAs et d'autre part, on modifie le couplage entre les SPP et les SPhP. De plus amples détails seront donnés suite à l'analyse de la nature du mode. Notons enfin que des simulations effectuées avec la prise en compte de la zone de charge d'espace au niveau du substrat donnent des résultats quasi similaires à ceux montrés en figure 3.10.

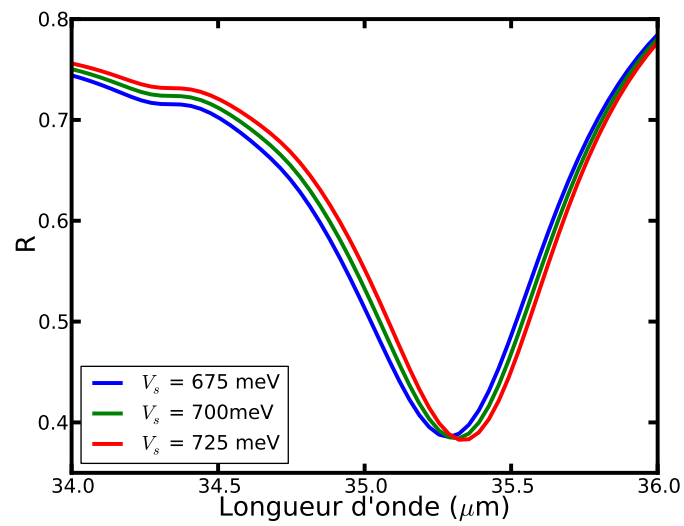


FIGURE 3.11 – Réflectivité théorique d'un réseau de GaAs dopé ($\theta_i=45^\circ$) avec un modèle de coquille, pour différents potentiels de surface.

3.1.5 Nature du mode résonnant

Le calcul du champ proche optique, présenté dans la figure 3.12 nous permet de déterminer la nature du mode de surface que nous excitons.

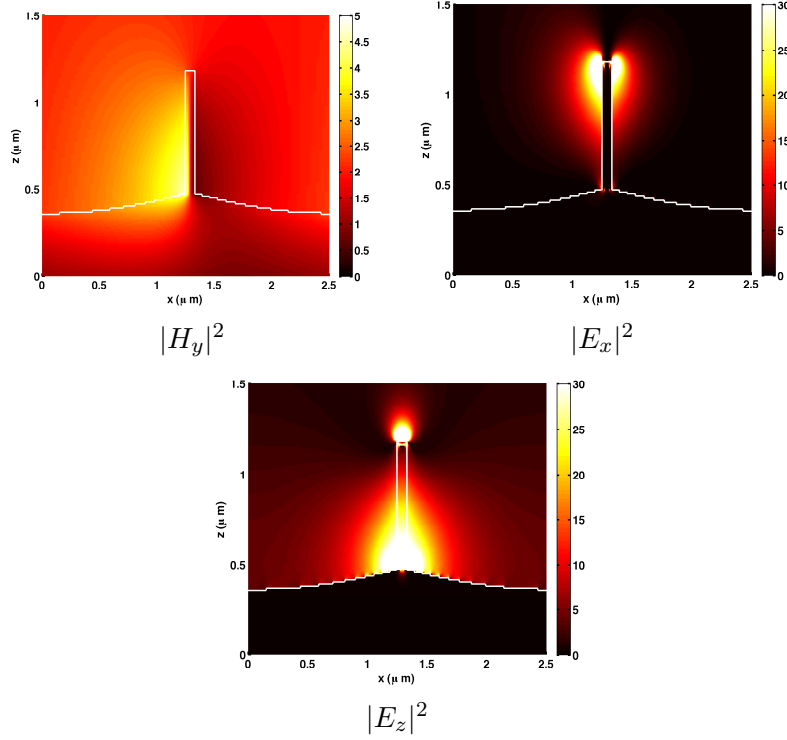


FIGURE 3.12 – Intensité des différentes composantes du champ électromagnétique à la résonance ($\lambda = 35.31 \mu\text{m}$, $\theta_i = 50^\circ$).

Ces cartographies de champ indiquent qu'un mode fortement confiné existe le long du mur du réseau. Ce dernier est très fin, ce qui implique un couplage entre les deux modes présents de chaque côté du mur. Ce mode couplé présente un fort indice effectif $n_{\text{eff}} = 7.54 + 2.17i$, et rencontre aussi bien en haut qu'en bas du mur une rupture d'impédance, qui lui impose une réflexion. Le mur apparaît donc comme une cavité. Nous pouvons extraire des calculs numériques la phase à la réflexion du mode au sommet et en bas du mur. Nous trouvons respectivement -128° et 8° . Le déphasage du mode lors d'un aller-retour dans la cavité est proche de 120° , soit $\lambda/6$. Cela nous donne une cavité dont la taille est approximativement $\lambda_{\text{res}}/6n_{\text{eff}} \approx 780 \text{ nm}$ où $\lambda_{\text{res}} = 35.31 \mu\text{m}$ est la longueur d'onde de résonance. Cette valeur est proche de la hauteur du mur diminuée de la hauteur du pied de gravure (680 nm).

Ce mode se propageant de chaque côté du mur fait penser à une géométrie de type lame mince métallique. Ce cas a été étudié par Sarid[Sarid 1981] puis par de nombreux autres auteurs. Une revue récente de Berini[Berini 2009] compile les différentes études menées sur ce type de géométrie. Dans le cas d'une lame mince métallique, le couplage de deux modes de surface se propageant de chaque côté de la lame donne naissance à une séparation en deux branches

distinctes de la relation de dispersion d'une interface simple. On parle de branche supérieure et inférieure respectivement pour la branche ayant la plus haute énergie et la plus basse énergie à un vecteur d'onde donné. Pour ces deux branches, la répartition des composantes électriques du champ présente des symétries différentes.

Le mode pour lequel la *composante normale du champ électrique*² est de même signe de chaque côté de la lame est appelé traditionnellement le *mode symétrique* [Sarid 1981]. Le mode pour lequel cette composante n'a pas le même signe de chaque côté de la lame est appelé *mode antisymétrique*. Les modes symétriques et antisymétriques correspondent respectivement à la branche supérieure et inférieure de la relation de dispersion. Notons que le champ magnétique possède les mêmes propriétés de symétrie que le champ électrique normal (ou transverse). Par contre, le champ électrique tangent (ou parallèle à la lame mince) présente une symétrie opposée. Une autre dénomination pour ces deux répartitions du champ se trouve dans la littérature : on parle de "*Long Range*" ou de "*Short Range*". En effet, le champ d'une onde de surface est principalement normal dans l'air et tangentiel dans le matériau. Cela a une conséquence importante pour les modes qui nous intéressent ici. Le mode qui se propagera avec le moins de pertes ("*Long Range*"), est le mode pour lequel le champ tangentiel est minimal dans le matériau (siège des pertes). Un champ tangentiel minimal est obtenu dans le cas d'une distribution antisymétrique. Cela implique que le champ transverse est symétrique. Le mode "*Long Range*" est donc un mode symétrique. Au contraire, le mode antisymétrique voit son champ confiné dans le matériau et subit plus de pertes, il s'atténue plus vite et est appelé "*Short Range*".

Dans notre cas le champ normal est orienté selon la direction x , et la composante tangentielle selon la direction z . La figure 3.12 montre uniquement l'intensité du champ dont le signe est perdu. Nous représentons la partie réelle du champ E_x en figure 3.13, page 70, pour connaître le signe de E_x . Nous voyons que E_x est de signe opposé de chaque côté du mur, nous avons donc un mode "*Short Range*". Ce dernier possède un indice effectif élevé, ce qui nous intéresse, puisqu'il permet de construire un résonateur d'une largeur et d'une hauteur respectivement environ 500 et 50 fois plus petites que la longueur d'onde.

Les mesures montrent que la résonance est d'autant moins marquée que l'angle d'incidence θ_i se rapproche de 0. L'incidence normale ne nous est pas expérimentalement accessible, mais des arguments de symétrie nous permettent d'affirmer que le couplage est nul pour un angle d'incidence nul.

En effet, les champs électrique E_x et magnétique H_y changent de signe de part et d'autre du mur. Ce mode ne peut pas être excité par une onde plane dont le vecteur d'onde est dirigé selon z . Un angle d'incidence non nul rompt cette condition de symétrie, puisqu'elle introduit un déphasage entre les deux côtés du mur. Jusqu'à un certain point, plus l'angle d'incidence est élevé, meilleur sera le couplage.

2. Nous entendons par composante normale du champ, la composante perpendiculaire à la surface de la lame mince. Cette direction est aussi appelée transverse. Dans notre cas cette composante est E_x .

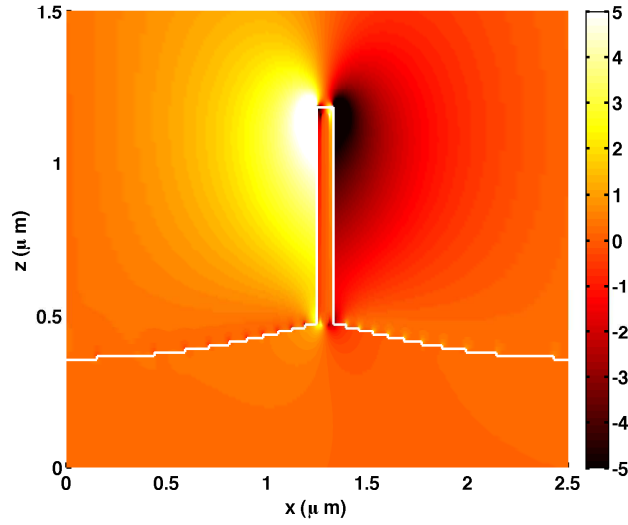


FIGURE 3.13 – Partie réelle du champ électrique E_x à résonance ($35.31\mu\text{m}$, $\theta_i = 50^\circ$). La valeur du champ est positive à gauche du mur et négative à droite (voir échelle de couleur), ce qui illustre l’antisymétrie du mode.

Nous pouvons donc conclure que le mode excité est un ensemble de 2 SPP-SPhP couplés. Le doublet composé de deux modes couplés de chaque côté du mur se propage du haut vers le bas du mur où il est réfléchi, puis de bas en haut du mur où il est à nouveau réfléchi.

Nous parvenons à modéliser ce système par un simple modèle cœur-coquille. La limite de l’approximation réside dans le fait que nous avons négligé l’épaisseur de Debye, dans laquelle la densité de porteurs varie de 0 au niveau du dopage. Nous avons montré la grande sensibilité de la structure à la variation du potentiel de surface. La présence des porteurs libres modifiant le couplage entre les modes se propageant à la surface des murs de GaAs, nous sommes naturellement tentés d’aller modifier la densité d’électrons dans le système. Ceci est l’objet de la partie suivante où l’on présentera des mesures de la réflectivité THz lorsque l’on illumine le réseau dans le visible.

3.1.6 Amincissement des murs

Avant de procéder aux mesures de réflectivité THz sous illumination visible, nous avons procédé à un amincissement des murs de la structure. Nous avons procédé à une gravure chimique isotrope du réseau dans une solution très diluée d'acide orthophosphorique, et d'eau oxygénée avec les proportions suivantes : $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}$: 1/3/640. La vitesse estimée de gravure est de 62.5 \AA/s . La structure est trempée pendant 1 minute et 36 secondes dans la solutions, de manière à graver de manière isotrope 10 nm de GaAs. Ceci va donc diminuer la largeur des murs d'environ 20 nm. Les nouvelles mesures sur ce réseau montrent bien un décalage de la fréquence de résonance lié à la réduction de la largeur du mur. La réflectivité du réseau avant et après gravure est illustrée en figure 3.14.

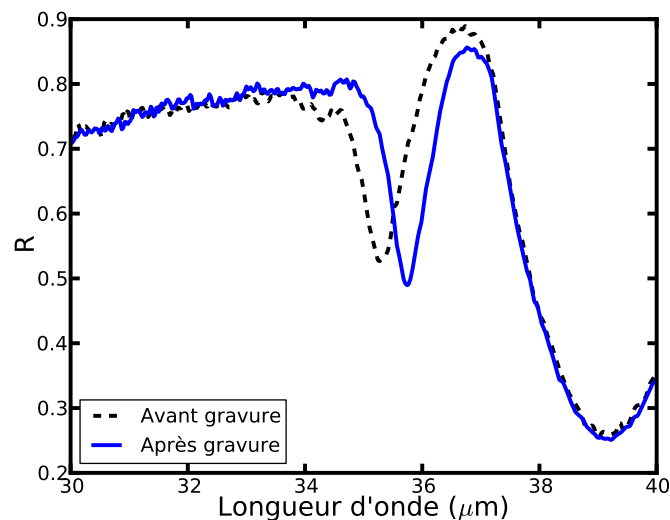


FIGURE 3.14 – Réflectivité du réseau de GaAs dopé avant et après une gravure humide qui aminci les murs du réseau de manière isotrope.

Les calculs théoriques montrent un bon accord avec la réflectivité mesurée sur le réseau après gravure pour une largeur de trait de 65 nm et une hauteur de 780 nm. Nous pouvons à nouveau obtenir l'indice effectif du mode qui monte à $n_{\text{eff}} = 10.2634 + 2.6147i$. Les phases à la réflexion restent similaires, et on obtient cette fois une taille approchée de la cavité de 600 nm contre 660 nm de hauteur de mur diminuée de la hauteur du pied de gravure. Notons que $\lambda/W = 560$ sur ce réseau aminci. Les mesures présentées dans la suite sont effectuées sur le réseau après gravure.

3.2 Modulateur THz à commande optique

La grande sensibilité de la structure à la densité de porteurs suggère la possibilité d'un contrôle agile de la fréquence de résonance par la modification de cette densité. Une manière simple de créer des porteurs libres supplémentaires dans un semi-conducteur est de l'éclairer par une lumière dont l'énergie est supérieure à son énergie de gap. GaAs possède une énergie de gap E_g à température ambiante de 1.42 eV[Vurgaftman 2001] environ, soit 873 nm. En éclairant avec un simple laser HeNe (633 nm \approx 1.96 eV), nous pouvons donc facilement créer des porteurs libres, et engendrer un décalage de la résonance du plasmon-phonon polariton de surface. Cette technique nous permet de moduler un signal THz par un simple faisceau optique.

3.2.1 Etat de l'art

Les éléments permettant un contrôle actif du rayonnement THz sont peu nombreux dans la littérature, comparativement aux sources et détecteurs. Nous devons mentionner ici les divers systèmes déjà étudiés pour moduler un rayonnement THz par une commande optique. Le principe général reste le même dans toutes les études : la génération de photo-porteurs permet de modifier les propriétés optiques résonnantes d'un système. Pour comparer les différentes approches présentées ci-après, nous définissons un différentiel de transmission en pourcent :

$$\frac{\Delta T}{T} = 100 \times \frac{T_+ - T_-}{T_-}, \quad (3.3)$$

où T_+ est la transmission maximum, et T_- la transmission minimum obtenue à la même longueur d'onde par le système. Un différentiel similaire peut aussi être défini avec des réflectivités.

Nous ne donnons ici que les conclusions de l'étude bibliographique sur ces modulateurs. Une analyse plus détaillée est fournie en annexe B. Nous appelons le faisceau THz "faisceau de mesure", et l'illumination dans le visible "faisceau de pompe", ou "pompe optique". Trois types de systèmes sont utilisés pour la modulation à contrôle optique :

- les cristaux photoniques[Fekete 2007] : le taux de modulation est très élevé ($\Delta T/T \approx 700\%$) car T_{\min} tend vers zéro. La puissance de pompe (laser pulsé) est cependant très élevée ($\approx 2 \times 10^7$ W).
- les métamatériaux[Chen 2008] : cette structure semble la plus prometteuse. Elle est la seule à présenter une "agilité" fréquentielle : elle présente une chute de la transmission résonnante, dont la fréquence change en fonction de l'intensité du faisceau de pompe. A une fréquence donnée (1.06 THz) le rayonnement transmis passe de 19% sans éclairage à 80% avec éclairage. Le différentiel $\Delta T/T$ est alors de l'ordre de 300%.
- les SPP sur réseaux de trous en semi-conducteur dopés[Rivas 2004, Rivas 2005, Janke 2005, Rivas 2006] : la modulation est démontrée avec des différentiels $\Delta T/T$ atteignant 1500%. Cependant, les transmissions assistées par SPP sont très faibles (<3%) ce qui prohibe l'utilisation d'un tel dispositif.

Les études sur la modulation par commande optique sont systématiquement menées en transmission. Elles se situent toutes entre 0.5 et 2 THz, ce qui est loin de notre fréquence de travail. Nous n'avons pas trouvé d'études utilisant les SPhP, ou SPP-SPhP pour moduler un rayonnement THz. Nous allons voir maintenant la démonstration expérimentale de notre structure, puis nous discuterons des optimisations possible pour rivaliser avec l'état de l'art.

3.2.2 Configuration expérimentale

Dans notre cas, nous allons mesurer la réflectivité comme nous l'avons fait dans la partie précédente. Nous ajoutons une fibre optique à l'intérieur du spectromètre, permettant de guider le rayonnement d'un laser HeNe (633 nm) sur l'ensemble du réseau. Ce rayonnement visible sert de pompe pour créer des photo-porteurs dans la structure. La sortie de la fibre est située à environ 2 mm du réseau, de manière à obtenir un éclairage sur son ensemble, sans pour autant gêner le faisceau THz de mesure de la réflectivité. La puissance incidente a été calibrée à l'aide d'un puissance-mètre. La mesure s'effectue en continu pour les deux rayonnements THz (mesure) et visible (pompe).

Le principe de cette expérience est illustré en figure 3.15.

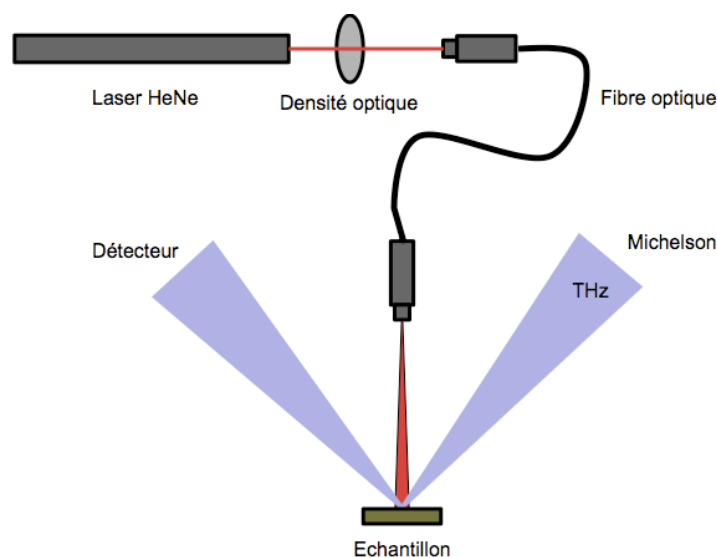


FIGURE 3.15 – Principe de la mesure de réflectivité THz avec un faisceau de pompe incident dans le visible.

Le couplage du laser à la fibre optique se fait à l'extérieur du spectromètre, et nous pouvons insérer des densités optiques pour contrôler la puissance incidente sur le réseau. Notons aussi que le faisceau de pompe présente un speckle important dû à sa propagation dans la fibre optique. Enfin nous avons utilisé un laser HeNe à 633 nm, sans chercher à optimiser la création de photo-porteurs dans GaAs. Les mesures en fonction de la puissance de pompe sont en cours de réalisation. Nous travaillons aussi à améliorer l'homogénéité du faisceau de pompe et à l'optimisation de la longueur d'onde de pompe.

3.2.3 Mesures et éclaircissement

Une expérience à pleine puissance sur le réseau étudié précédemment démontre la faisabilité du principe. Les courbes de la figure 3.16 montrent clairement un décalage de la fréquence de résonance du plasmon-phonon polariton vers les longueurs d'onde plus élevées. Ce décalage est de 230 nm pour une puissance incidente de 4 mW.

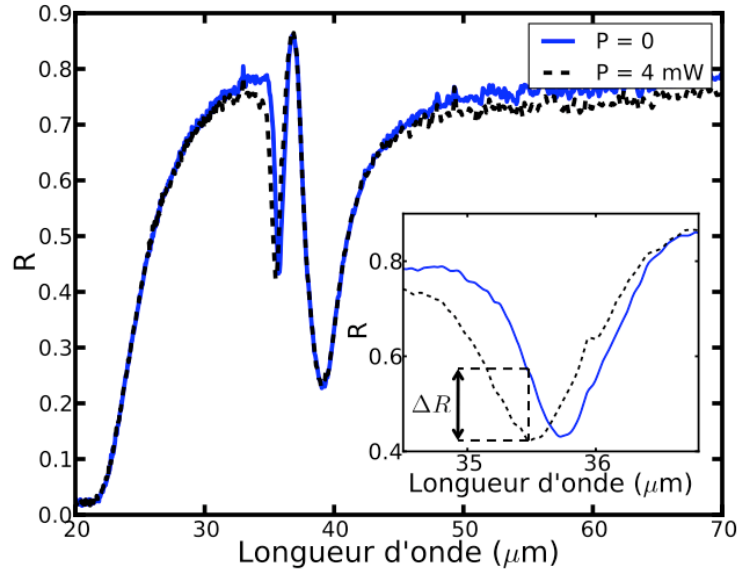


FIGURE 3.16 – Réflectivités THz mesurées sans et avec éclaircissement du réseau ($\lambda = 633$ nm, $\theta_i = 50^\circ$). La résonance se décale, et le reste du spectre est inchangé.

Le différentiel de réflectivité $\Delta R/R$ expérimental est tracé en fonction de la longueur d'onde en figure 3.17.

La valeur maximum de ce rapport est faible (40%) par rapport à ce que l'on peut trouver dans la littérature, mais nous rappelons que le réseau n'est pas du tout optimisé. Nous rappelons que la puissance de pompe est de 4mW ce qui est de deux ordres de grandeur inférieur à celle utilisée par Chen et al. [Chen 2008] qui obtiennent un différentiel $\Delta T/T$ de 300% pour une puissance de pompe de 500mW.

Nous pouvons visualiser l'élargissement de la résonance sous pompe. Pour cela, nous traçons en figure 3.18 la réflectivité théorique de la surface plane (R_f) à laquelle nous soustrayons la réflectivité du réseau (R_g). L'axe des abscisses est ajusté dans le cas où le réseau est pompé optiquement, de manière à superposer les maxima des résonances avec et sans éclaircissement. La résonance sous pompe présente nettement un élargissement que l'on peut attribuer à la génération photo-induite de porteurs dans le mur de GaAs éclairé.

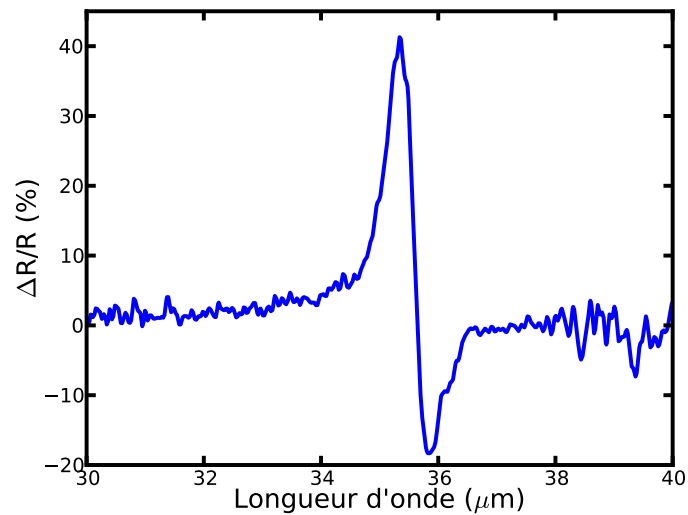


FIGURE 3.17 – Rapport $\Delta R/R$ en fonction de la longueur d'onde pour un puissance de commande de 4 mW.

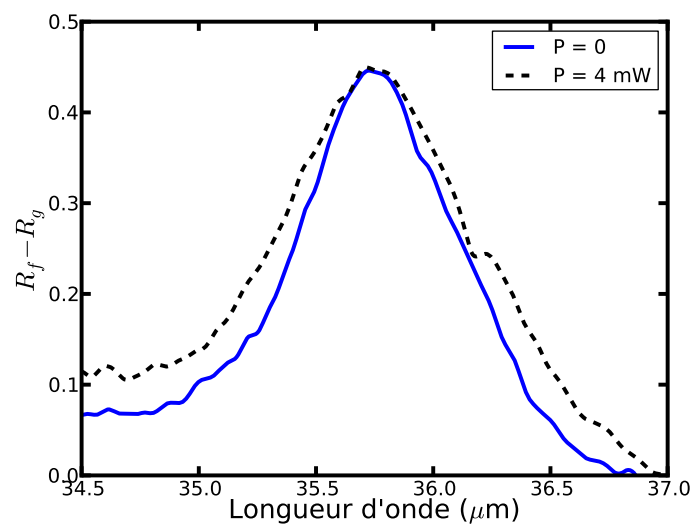


FIGURE 3.18 – Différentiel de réflectivité $R_f - R_g$ sans et avec éclairage du réseau. R_g et R_f sont les réflectivité de l'échantillon respectivement avec et sans réseau. L'axe des abscisses, pour la réflectivité avec éclairage, est décalé de 230 nm afin de faire coïncider les maxima des résonances.

Nous pouvons définir une profondeur de pénétration pour le rayonnement visible dans le matériau semiconducteur :

$$\delta_z = \frac{1}{2\Im(k_z)}, \quad (3.4)$$

avec $k_z^2 = \varepsilon k_0^2 - k_x^2$. Nous utilisons la valeur de l'indice optique de GaAs³ à 633 nm tabulée par Palik [Palik 1985] $n = \sqrt{\varepsilon} = 3.856 + 0.196i$. La profondeur de pénétration du faisceau de pompe est de 257 nm environ, nettement plus grande que l'épaisseur des murs. Le rayonnement de pompe est légèrement incliné ($\approx 10^\circ$) par rapport à la normale de la surface de l'échantillon. Nous pouvons donc considérer que la génération de photoporteurs se fait de manière homogène dans le mur. Nous pouvons alors injecter numériquement des électrons dans le système. Nous faisons l'hypothèse que le temps de relaxation des porteurs photogénérés reste le même que celui des électrons du substrat.

Nous obtenons un bon accord pour un dopage supplémentaire de $N_{e+} = 2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, homogène dans le mur. La réflectivité et le différentiel de réflectivité, théoriques et expérimentaux, sont représentés en figure 3.19 et 3.20. La réflectivité théorique sans illumination est calculée pour un réseau avec les paramètres suivants : largeur de trait 65 nm, hauteur du mur 780 nm, période du réseau $2.5 \mu\text{m}$, profondeur du pied de gravure 120 nm. La réflectivité théorique pour le réseau sous illumination est calculée pour les mêmes paramètres géométriques, en ajoutant un dopage supplémentaire de $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, de manière homogène dans tout le mur.

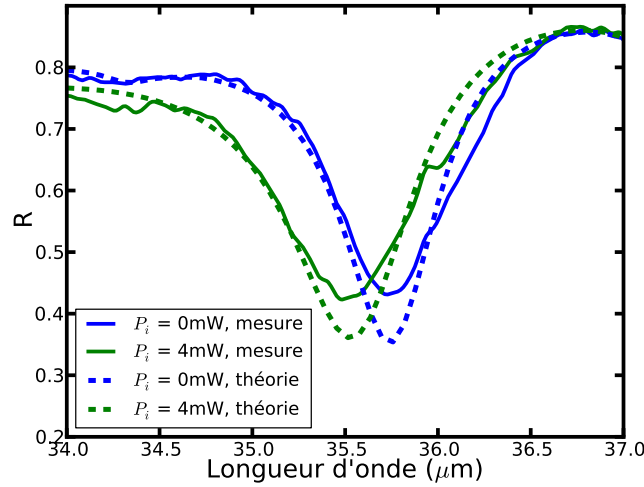


FIGURE 3.19 – Réflectivité mesurée et théorique avec ($P_i = 4\text{mW}$) et sans ($P_i = 0\text{mW}$) illumination d'un réseau de GaAs dopé.

3. Le dopage n'intervient pas pour les longueurs d'ondes du visible

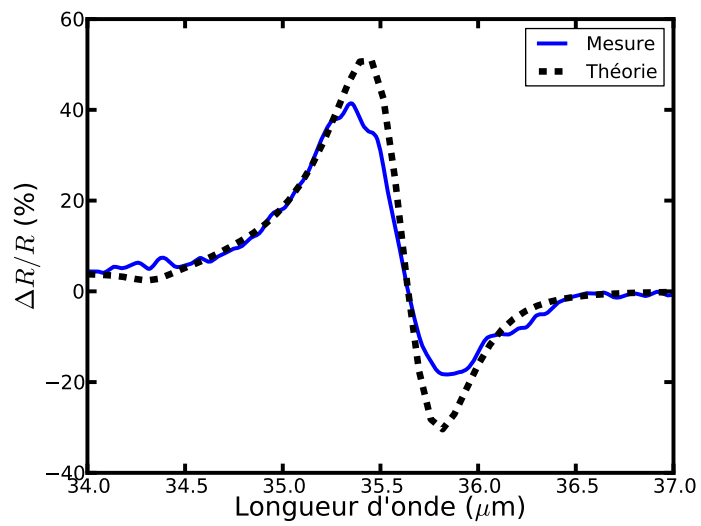


FIGURE 3.20 – Différentiels de réflectivité (théorique et expérimental) correspondant aux données de la figure 3.19.

Nous pouvons maintenant calculer un réseau optimisé pour absorber la totalité du rayonnement. Puis nous pouvons injecter la quantité d'électrons que nous venons de calculer. Le réseau présente les caractéristiques suivante : Période $2.5\mu\text{m}$, largeur de trait 65 nm , hauteur de réseau 2800 nm , profondeur du pied de gravure 600 nm .

La réflectivité obtenue sans et avec un éclairage simulé sont représentés en figure 3.21. La réflectivité sous illumination est calculée en ajoutant un dopage de $2.5 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ dans le mur. Le différentiel de réflectivité correspondant est tracé en figure 3.22.

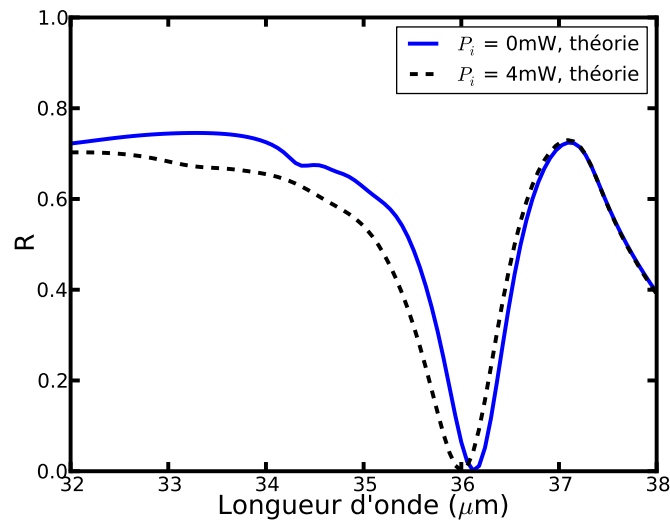


FIGURE 3.21 – Réflectivité théorique d'un réseau optimisé (paramètres donnés dans le texte) pour absorber la totalité du rayonnement incident.

Nous voyons un décalage de la fréquence de résonance, d'amplitude similaire à celle observée expérimentalement sur un réseau de plus faible hauteur. Le différentiel de réflectivité correspondant à ces simulations prend des valeurs extrêmement élevées (plus de 4000 %!), puisque la réflectivité minimum est proche de zéro. Une puissance de pompe plus élevée que les 4 mW utilisés ici peut permettre d'atteindre des taux de modulations encore plus élevés. Cependant, le rapport d'aspect d'un tel réseau est très élevé ce qui pose problème technologiquement comme nous l'avons déjà discuté précédemment.

Nous avons donc démontré expérimentalement le principe d'un modulateur THz commandé optiquement. Il se base sur une absorption résonante par un doublet de SPP-SPhP couplés le long des murs d'un réseau de GaAs dopé. Chaque mur se comporte comme une cavité dont nous changeons les propriétés diélectriques en créant des photo-porteurs. Un brevet est déposé pour cette structure, et nous travaillons à la réalisation d'une structure optimisée.

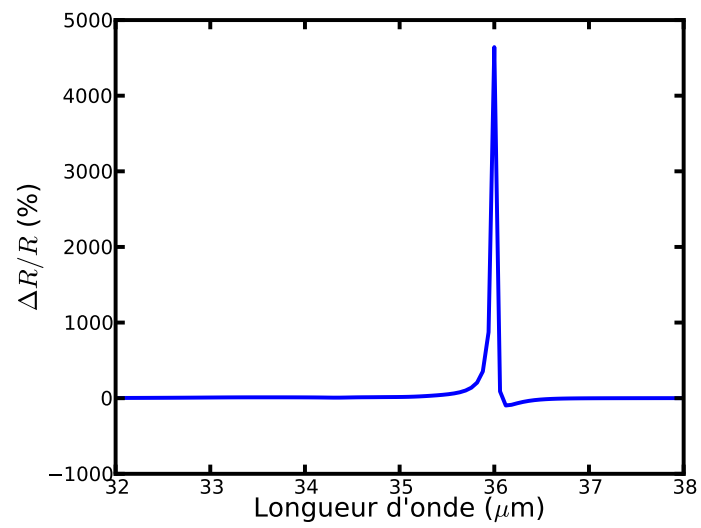


FIGURE 3.22 – Différentiel de réflectivité correspondant aux données de la figure 3.21

3.3 Vers un réseau de rubans quantiques harmoniques

Nous avons vu que la forme du bas de la bande de conduction dans le semiconducteur à partir de la surface avait une forme parabolique (figure 3.9, p. 65). Si l'on considère maintenant un mur comme ceux étudiés précédemment, le même comportement se retrouve de chaque côté de ce dernier. Pour des murs de faible épaisseur, tels que ceux fabriqués ici, le puits de potentiel induit par la courbure de la bande de conduction forme donc un puits quantique. Nous allons voir qu'en ajustant les paramètres comme la densité de porteurs dans GaAs dopé et en contrôlant la largeur des murs, nous pouvons parvenir à un puits quantique parabolique (aussi appelé harmonique). Des structures similaires ont déjà été étudiée par Berger et al.[Berger 1995]. Le procédé de fabrication est toutefois radicalement différents, puisque les puits sont fabriqués par épitaxie sur un substrat structuré. Notre méthode de fabrication est beaucoup plus simple.

Pour commencer, nous pouvons calculer un diagramme de bande correspondant aux murs réalisés. Ce calcul est effectué en calculant précisément la répartition des charges et le potentiel associé par la résolution des équations Schrödinger-Poisson couplées. Pour cela nous utilisons le code libre 1D-Poisson, développé par G. Snider[Tan 1990]⁴. Nous codons un morceau de GaAs de 80 nm de large, dopé à $1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en fixant un potentiel de 0.7 eV à chaque extrémité. Les formes des bandes obtenues sont indiquées en figure 3.23.

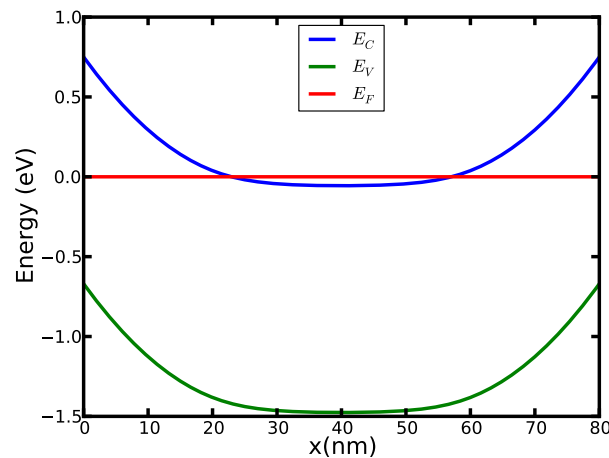


FIGURE 3.23 – Diagramme de bande pour un mur de GaAs dopé ($N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de largeur 80 nm.

Le potentiel de surface de chaque côté du mur crée donc un profil de potentiel dans la direction perpendiculaire à ces derniers qui va confiner les électrons. Comme dans un puits quantique classique, ce confinement spatial va entraîner l'apparition de niveaux quantifiés pour les électrons. Le code 1D-Poisson nous donne aussi accès aux niveaux d'énergies quantifiés de ce puits de potentiel ainsi qu'aux fonctions d'ondes. La répartition des électrons dans l'épaisseur

4. Code disponible sur plusieurs plateformes (Linux, Mac OSX et PC) à l'adresse suivante : <http://www.nd.edu/~gsnider/>

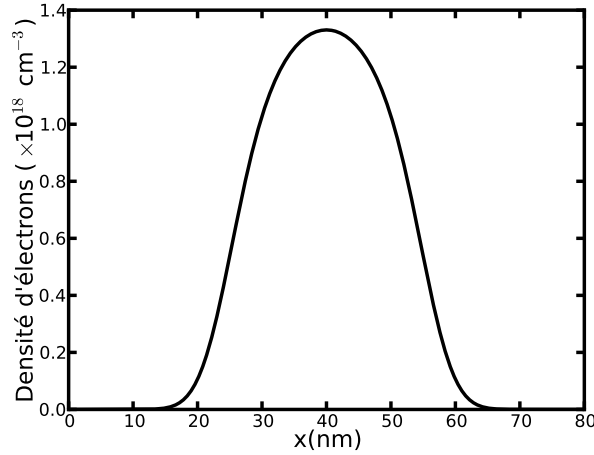


FIGURE 3.24 – Densité de porteurs pour un mur de GaAs dopé ($N_e = 1.46 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

d'un mur est illustrée en figure 3.24.

Nous pouvons voir que notre hypothèse coeur-coquille constitue une approximation simple de la densité de porteur réelle dans le mur. La valeur de 26 nm pour la zone sans électrons est relativement bien justifiée.

Pouvons nous avec de telles structures sonder l'interaction entre les niveaux quantifiés dans les murs et le mode SPP-SPhP couplé que nous avons étudié dans la section précédente ? Pour un mur tel que celui considéré précédemment, la différence d'énergie entre niveaux est de l'ordre d'une vingtaine de meV. Si nous souhaitons coupler les modes de surfaces le long des murs avec des transitions intersousbandes dans le mur, il nous faut des écarts d'énergies entre niveaux plus élevés, de l'ordre de 36 meV, ce qui peut s'obtenir en réduisant la taille des murs.

Nous avons donc mené une étude sur les niveaux d'énergie quantifiés dans un mur de GaAs en fonction de sa largeur pour un dopage $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. En particulier nous nous intéressons à la différence d'énergie entre deux niveaux consécutifs $|n\rangle$ et $|n'\rangle$, avec $n' = n + 1$. L'énergie de transition associée est :

$$\Delta E = E_{n'} - E_n \quad (3.5)$$

Les niveaux d'énergie ont le même comportement que pour un puits quantique rectangulaire infini, i.e. ΔE augmente lorsque la taille du puits est réduite.

Nous reportons sur la figure 3.25 l'évolution des différents ΔE (pour différents n) en fonction de la largeur du mur de GaAs. Seuls les niveaux d'énergie peuplés sont pris en compte. Sur cette même figure, nous traçons aussi l'évolution de l'énergie du mode SPP-SPhP en fonction de la largeur du mur. La géométrie utilisée pour les calculs électromagnétiques du réseau est proche de celle de la section précédente :

- Période P de $2.5 \mu\text{m}$
- Hauteur de mur h de $1 \mu\text{m}$
- Hauteur du pied de gravure de 200 nm .

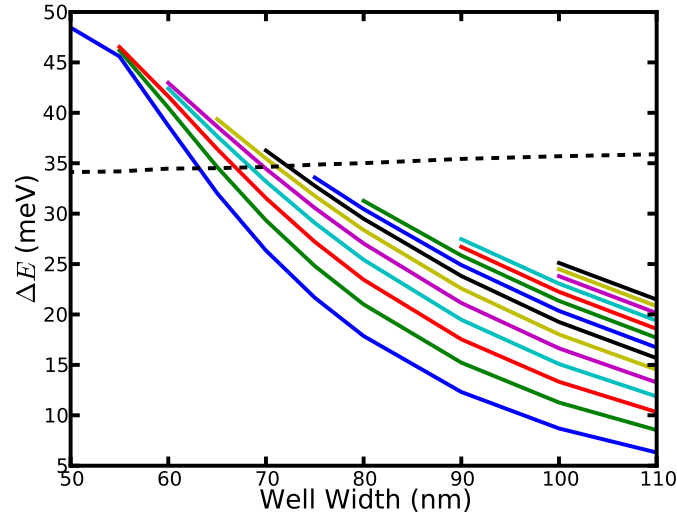


FIGURE 3.25 – Dépendance des énergies de transitions pour un mur de GaAs dopé à $N_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (traits pleins), et résonance du mode SPP-SPhP en fonction de la largeur du mur (pointillé). Le nombre de niveaux peuplés augmente lorsque le mur devient plus large.

Les énergies de transitions ΔE augmentent quand la largeur du mur diminue. Un autre point important est que les différents ΔE tendent vers une même valeur pour les petites largeurs de mur. Cela signifie que le puits de potentiel obtenu est de moins en moins plat en son milieu, et que nous nous rapprochons de plus en plus d'un puits parabolique pour lequel toutes les sousbandes sont équi-réparties en énergie. Dans ce dernier cas, tous les ΔE sont égaux.

Nous pouvons aussi fixer une largeur de puits, et voir comment évolue l'écart ΔE entre les niveaux successifs du puits avec le dopage. Ceci est représenté dans la figure 3.26 où nous représentons ΔE en fonction du dopage du mur et pour différentes largeurs de murs fixées.

Ces calculs démontrent qu'il est possible d'obtenir des puits quantiques verticaux en gravant des murs de GaAs. Deux paramètres sont disponibles pour ajuster les niveaux, le dopage du semi-conducteur, ainsi que la taille des murs. Il est possible, pour des largeurs de traits et des dopages réalistes (respectivement 70 nm et $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) d'obtenir des transitions intersousbandes d'énergie supérieures à celle du mode de surface se propageant le long du mur, et dont nous avons vu qu'il était possible d'optimiser le couplage avec le champ propagatif. Le seul bémol

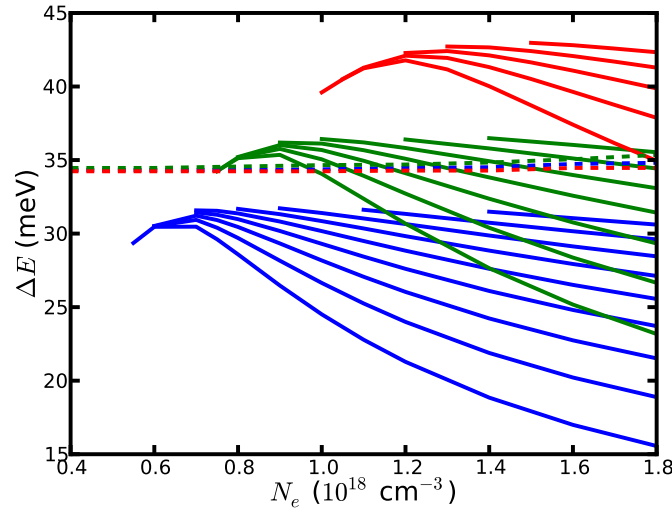


FIGURE 3.26 – Dépendance des énergies de transition pour un mur de GaAs dopé. Les courbes grises claires, grises et noires correspondent respectivement à des largeurs de puits de 80, 70 et 60 nm. en trait plein, les énergies de transitions entre niveaux, et en traits pointillés, l'énergie du mode SPP-SPhP pour un réseau avec un modèle cœur-coquille et des largeur de trait 80, 70 et 60 nm avec le même code couleur que les énergies de transitions.

vient du fait que le mode couplé se propageant le long du mur a son champ électrique E_x ⁵ qui est antisymétrique par rapport au centre du mur. Le champ est donc nul au milieu de ce dernier, là où les électrons sont confinés. La probabilité d'interaction sera donc relativement faible.

De plus des considérations technologiques entrent aussi en jeu. Il faut trouver une solution pour contacter un tel dispositif et pouvoir injecter des électrons. Le point le plus crucial est la géométrie du réseau. Il suffit de regarder les quelques traits du réseau sur la figure 3.4 pour s'apercevoir que le profil des murs n'est pas parfaitement droit. Cela implique des largeurs de puits variables du haut au bas de la structure. De même, si nous regardons les côtés des murs, nous voyons clairement une rugosité des faces. Ces paramètres sont cruciaux car ils jouent sur la largeur du puits quantique et entraînent un élargissement inhomogène des transitions. Ces dernières n'ont d'ailleurs pas été observées expérimentalement, ou sont noyées dans le bruit de mesure. Pour terminer sur cette partie, notons que ces inconvénients technologiques peuvent être surmontés. Une étude d'un groupe au Canada montre que lorsque les paramètres de fabrication sont bien maîtrisés, les structures obtenues peuvent être d'une qualité remarquable[Volatier 2010].

5. Une transition telle que celle étudiée interagit uniquement avec le champ électromagnétique ayant une composante perpendiculaire aux interfaces du puits, soit E_x dans notre cas. Plus de détails sont donnés dans les chapitres suivants.

3.4 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre la réflectivité d'un réseau de GaAs dopé avec une faible largeur de trait. Dans ce type de structure, il est possible, en incidence oblique d'exciter un mode composé de 2 SPP-SPhP couplés, fortement confiné le long des murs du réseau. Ce mode présente un indice effectif élevé ($n_{\text{eff}} \approx 10$). Chaque mur du réseau agit comme une cavité, et le fort indice effectif permet d'obtenir un résonateur de taille très inférieure à la longueur d'onde. Le creux de réflectivité lié à cette absorption a été observé expérimentalement et modélisé pour une structure dont la largeur des murs est de 65 nm ($\lambda/560$), et une hauteur de 800 nm ($\lambda/45$).

Nous avons montré que pour de telles structures, un modèle simple de réseau homogène n'était plus valable et qu'il était impératif de prendre en compte la zone de charge d'espace dans les calculs. Bien que le modèle cœur-coquille soit simpliste, l'accord avec les mesures est très bon. Le mode couplé associé étant très sensible au potentiel de surface le long des murs, il est possible pour une géométrie fixe de le déterminer un changement de ce potentiel⁶ par de simple mesures de réflectivité.

Nous avons ensuite utilisé le fort confinement de mode et sa sensibilité aux électrons libres dans la structure pour proposer et valider expérimentalement cette structure comme modulateur THz fonctionnant en réflectivité et commandé optiquement. Un brevet est déposé pour cette structure.

Enfin, compte tenu de ce potentiel de surface, nous avons déduit les propriétés quantiques possibles de tels murs de semi-conducteur dopé. Nous avons montré que les paramètres essentiels ouvrant la possibilité d'étudier l'interaction entre les transitions du puits et le mode SPP-SPhP étudié étaient largement accessibles technologiquement. Toutefois, le mode étudié ici ne présente qu'un faible revouvrement avec les électrons, et l'interaction sera faible. Pour finir, des progrès concernant les techniques de fabrication doivent être réalisés pour espérer observer les transitions quantiques attendues dans un tel système.

6. Traitements de surface, adsorption de molécules, etc...

Conception d'un modulateur THz à commande électrique

Sommaire

4.1 Propriétés optique des TISB	88
4.1.1 Choix des matériaux	88
4.1.2 Puits quantique et TISB	88
4.1.3 Interaction rayonnement/TISB	90
4.1.4 Historique et autres propriétés	90
4.2 Modes d'interface (IPhP)	94
4.2.1 IPhP pour une interface simple AlGaAs/GaAs	94
4.2.2 IPhPs d'un puits quantique AlGaAs/GaAs/AlGaAs	96
4.3 Optimisation du couplage	100
4.3.1 Introduction d'une cavité optique	101
4.3.2 Dépendance de l'absorption dans le puits aux paramètres géométriques	103
4.3.3 Réponse électromagnétique d'une structure optimisée	105
4.3.4 L'option du report	108
4.4 Conclusion	109

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la conception d'un modulateur THz à commande électrique. L'élément de base pour d'un tel système est un matériau dont nous pouvons modifier les propriétés optiques électriquement. Nous souhaitons de plus travailler dans les THz, ce qui implique des énergies de l'ordre de quelques dizaines de meV. Il faut se tourner vers l'optoélectronique pour trouver de tels systèmes. En particulier, dans un puits quantique les électrons peuplent des niveaux d'énergie discrets, dont la séparation est ajustable par la taille du puits principalement. Les transitions entre ces niveaux d'énergie apportent une contribution aux propriétés optiques du puits quantiques. De plus, l'application d'une tension à ce puits, permet de contrôler sa population électronique, ce qui revient à contrôler l'intensité des transitions intersousbandes (TISB), et donc les propriétés optiques du puits.

C'est ce puits quantique qui va ensuite guider le processus de conception. Tout d'abord il nous faut choisir un système de matériaux permettant d'obtenir un puits quantique. Nous choisissons l'empilement AlGaAs/GaAs/AlGaAs qui est certainement l'un des systèmes quantiques les plus étudiés dans la littérature. De plus, nous sommes maintenant familier avec ce matériau, et nous savons que nous possédons les outils théoriques adéquats pour sa description électromagnétique.

Il nous faut ensuite trouver un mode de surface qui puisse interagir avec le puits quantique. Nous verrons que seule la composante du champ normale aux interfaces du puits peut se coupler aux transitions électronique. Ils nous faut donc trouver un moyen de maximiser le champ électromagnétique dans le puits quantique selon cette composante. Les structures mettant en jeu un simple réseau de GaAs au dessus d'un puits quantique, avec des SPhP ne sont pas adaptées à ce problème. Nous changeons de stratégie et optons pour un mode directement lié au puits quantique. Nous étudions les modes existant pour cet empilement complexe. En effet, GaAs et AlGaAs peuvent tous les deux être "métalliques" ($\Re(\varepsilon) < 0$) ou diélectrique ($\Re(\varepsilon) > 0$) en fonction de la longueur d'onde considérée. De plus, de la même manière que pour les murs fins de GaAs dopé du chapitre précédent, la relation de dispersion d'un tel mode se divise en deux branches qui résultent du couplage de deux phonons polaritons d'interface se propageant à l'interface entre le puits de GaAs et la barrière en AlGaAs. Nous choisissons le mode composé de deux IPhP couplés présentant une distribution symétrique de leur champ électromagnétique transverse. Ce mode très confiné dans le puits est le meilleur candidat pour interagir avec les transitions électroniques dans le puits.

Il reste alors une dernière étape qui est le couplage du champ propagatif incident à ce mode particulier de la structure. Nous proposons une combinaison de plusieurs éléments menant à une absorption complète du rayonnement. Les calculs électromagnétiques prédisent que 79% de l'énergie incidente est absorbée dans le puits quantique selon la composante du champ perpendiculaire aux interfaces de ce dernier. Ce résultat remarquable est obtenu en combinant un réseau de couplage, une cavité de type Fabry-Perot, et un effet original : la résonance de champ confinée dans l'épaisseur du puits quantique qui est liée à la fonction diélectrique proche de zéro à la fréquence du mode d'interface.

Le modulateur est donc dessiné pour absorber intégralement le rayonnement incident lorsque le puits sera vidé de ses électrons. Cette situation est la plus facile pour concevoir la structure optimisée autour du puits quantique. La présence d'électrons, difficilement modélisable a priori, ne sera introduite qu'au chapitre suivant, comme élément perturbateur du couplage optimisé calculé ici.

Ce chapitre commence par décrire la structure quantique électronique et étudier les propriétés des TISB. Nous décrivons ensuite les modes de l'interface simple GaAs/AlGaAs, puis de l'empilement constituant le puits quantique. Ceci nous permet d'identifier le mode IPhP possédant une forte potentialité pour interagir avec les transitions du puits. Nous sélectionnons cet IPhP et optimisons une structure autour du puits afin de maximiser le couplage de ce mode au champ propagatif. Nous verrons donc dans la dernière partie une structure optimisée à cette fin présentant un champ électrique extrêmement élevée dans un puits quantique unique et selon la composante utile pour le couplage aux TISB. Cette structure est très prometteuse pour la modulation THz commandée électriquement, que nous démontrerons expérimentalement au chapitre suivant.

4.1 Propriétés optique des TISB

4.1.1 Choix des matériaux

Nous avons vu dans les parties précédentes que pour GaAs, le modèle de fonction diélectrique fonctionnait très bien dans la gamme de longueur d'onde¹ considérée. La qualité des phonons dans ce matériau est assez bonne par rapport aux autres composés III-V susceptibles d'être utilisés pour la fabrication d'une structure quantique. D'autre part, les propriétés électroniques de GaAs sont largement étudiées dans la littérature[Vurgaftman 2001, Adachi 1985], et les procédés de fabrication sont aujourd'hui très bien maîtrisés, en particulier au LPN. Nous nous orientons donc vers une structure quantique composée de GaAs et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

4.1.2 Puits quantique et TISB

Les matériaux semi-conducteurs, comme GaAs, présentent une bande de valence remplie d'électrons, et une bande de conduction vide à 0K. Entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction, une plage d'énergie est interdite aux électrons. Ceci résulte de l'interaction de l'onde électronique avec le réseau cristallin périodique. Cette bande interdite est aussi appelé gap du semi-conducteur. On lui associe une énergie E_g dite énergie de gap, qui est la différence entre le bas de la bande de conduction (E_c) et le haut de la bande de valence (E_v).

À l'équilibre thermodynamique, l'énergie de Fermi est dans le gap, à une énergie de plusieurs $k_B T$ (≈ 25 meV) inférieure à la bande de conduction. Cette dernière est alors quasiment vide. Pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, il faut lui apporter une énergie supérieure à l'énergie de gap E_g . Ceci peut être fait par simple agitation thermique si l'énergie de gap est assez faible, ou en éclairant le semi-conducteur avec de la lumière visible par exemple. On parle alors de transition électronique interbande puisque la transition met en jeu deux bandes différentes (valence et conduction).

Dans notre étude cependant, les énergies visées sont de l'ordre de $\hbar\omega_{\text{SPHP}} \approx 35$ meV, ce qui est très en dessous de l'énergie de gap de GaAs (1.42 eV).

Nous allons utiliser d'autres types de transitions en nous aidant d'un "puits" de potentiel, formé par l'empilement illustré en figure 4.1 page 89. AlGaAs est un matériau à grand gap, et GaAs à petit gap, l'empilement $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$, qualifié de type I, va générer un puits de potentiel. Dans GaAs, les niveaux d'énergie des électrons seront quantifiés de par le confinement spatial lié au potentiel. Dans ce cas, la bande de conduction se sépare en sousbandes d'énergie discrètes. Les électrons dans ces sousbandes sont décrits par des fonctions d'ondes $\Psi_{n\mathbf{k}}$ où n est le numéro de sousbande ($n=1$ pour la sousbande de plus faible énergie), et \mathbf{k} le vecteur d'onde de l'électron dans cette sousbande. Nous pouvons considérer une transition entre un état $|n, \mathbf{k}\rangle$ et un état final $|m, \mathbf{k}'\rangle$ décrits par :

$$\Psi_{n\mathbf{k}} \approx \zeta_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

$$\Psi_{m\mathbf{k}'} \approx \zeta_{m\mathbf{k}'}(\mathbf{r})u_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}) \quad (4.2)$$

avec $\zeta(\mathbf{r})$, les fonctions enveloppes, variant lentement par rapport à la fonction de Bloch $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ représentant la périodicité du potentiel cristallin.

1. Le Reststrahlen de GaAs est situé entre $34.34 \mu\text{m}$ et $37.31\mu\text{m}$.

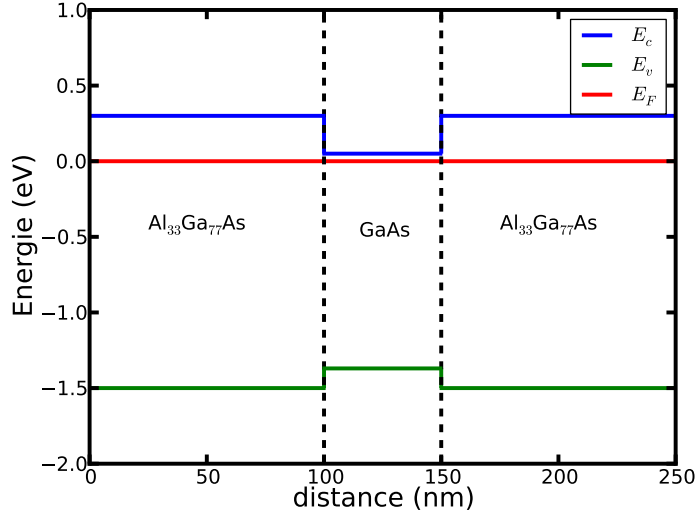


FIGURE 4.1 – Bande de conduction (E_c), bande de valence (E_v) et niveau de Fermi (E_F) pour un empilement $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$.

Pour le calcul des niveaux d'énergie dans un tel puits quantique, nous nous plaçons dans l'approximation des fonctions enveloppes qui, pour chaque sousbande, vérifient l'équation de Schrödinger :

$$-\nabla \frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \nabla \zeta(\mathbf{r}) + V(z)\zeta(\mathbf{r}) = E\zeta(\mathbf{r}) \quad (4.3)$$

Dans notre cas, la masse effective et le potentiel dépendent de z , direction de l'empilement (axe des abscisses de la figure 4.1). Selon les autres directions x et y , le potentiel ne varie pas. Nous pouvons donc écrire les fonctions enveloppes sous la forme :

$$\zeta_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \zeta_{n\mathbf{K}}(z) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}) \quad (4.4)$$

avec $\mathbf{K} = (k_x, k_y)$ et $\mathbf{R} = (x, y)$. L'équation de Schrödinger devient unidimensionnelle et s'écrit :

$$\left[-\frac{d}{dz} \frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \zeta_{n\mathbf{K}}(z) = \left(E_n - \frac{\hbar^2 K^2}{2m_w} \right) \zeta_{n\mathbf{K}}(z) \quad (4.5)$$

Ici, m_w représente la masse effective d'un électron dans le puits. Nous pouvons donc associer à un état $|n, \mathbf{K}\rangle$ une énergie $E_{n\mathbf{K}}$:

$$E_{n\mathbf{K}} = E_n + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_w} \quad (4.6)$$

E_n est l'énergie quantifiée selon z , le dernier terme du membre de droite étant lié au mouvement libre de l'électron dans les directions x et y . Une sousbande représente donc l'ensemble des

électrons ayant un même état de quantification selon la direction perpendiculaire à l'empilement, tout en ayant un mouvement libre parallèle aux interfaces. Ce type de système est aussi appelé gaz d'électron bidimensionnel ou 2DEG ("2 Dimensional Electron Gas"). Les électrons présents dans le puits vont peupler cette structure de sousbandes et peuvent changer de sousbande sous l'effet d'une perturbation extérieure, par absorption d'un photon par exemple. Nous parlons alors de transitions intersousbandes auxquelles nous nous référons par l'acronyme TISB dans ce manuscrit.

4.1.3 Interaction rayonnement/TISB

Les détails de l'interaction peuvent être trouvés dans les livres consacrés au sujet, notamment les ouvrages de Rosencher et Vinter[Rosencher 2002], ou de Liu et Capasso[Liu 2000]. Nous donnons les grandes lignes de la description de cette interaction dans l'annexe C. Le point le plus important est que l'interaction entre une TISB et un rayonnement ne peut avoir lieu que pour un champ électrique possédant une composante perpendiculaire aux interfaces du puits quantique. Nous pouvons décrire les propriétés optiques d'une TISB et du gaz électronique bidimensionnel associé par une fonction diélectrique anisotrope. Cette description ne sera pas utilisée dans ce chapitre, et ne sera introduite qu'au chapitre 5. Des précisions concernant son obtention se trouvent aussi en annexe C.

4.1.4 Historique et autres propriétés

Nous présentons ici une sélection d'études portant sur les TISB, et introduisons quelques principes physiques les concernant. Nous allons nous servir de ces considérations pour dimensionner le puits quantique.

4.1.4.1 Observations expérimentales

La première observation expérimentale de TISB a été effectuée par Pinczuk et al.[Pinczuk 1979] en 1979 sur une hétérostructure AlGaAs/GaAs contenant plusieurs puits quantiques dopés. Cette expérience est menée par diffusion inélastique de photons (spectroscopie Raman).

En 1985, West et Eglash[West 1986] observent ces transitions de manière directe pour la première fois par spectroscopie infrarouge en transmission, à l'angle de Brewster². L'échantillon est constitué de 50 puits quantiques de AlGaAs/GaAs avec dopage des barrières. Les absorptions mesurées sont de l'ordre de 5% maximum. L'angle de Brewster est utilisé pour maximiser la composante E_z du champ incident et maximiser son interaction avec les transitions. En 1986, Levine et al.[Levine 1986] mesurent directement la transmission de 50 puits quantiques GaAs/AlAs en transmission infra-rouge à l'angle de Brewster. Une absorption de 3.5 % environ, liée aux TISB est observée. Les auteurs ont ensuite poli le côté de l'échantillon pour l'utiliser non plus en transmission simple, mais en transmission guidée parallèlement aux interfaces. Pour cela, il polissent le bord des échantillons de manière à obtenir des facettes à 45°, ce qui permet d'injecter la lumière par un bord, de la guider dans l'échantillon, puis de la collecter. De cette manière, la lumière passe 108 fois par les 50 puits quantiques, et 95% du rayonnement est absorbé par les transitions.

2. \approx 73 degrés pour GaAs

Ces études montrent que les absorptions directes dans l'infrarouge par les TISB sont très faibles. Afin de les observer en spectroscopie infrarouge, il est nécessaire d'avoir recours à des configurations expérimentales spéciales : angle de Brewster pour maximiser la composante du champ électrique parallèle au dipôle intersousbande ou multiples passages de la lumière dans les puits. Les expériences sont généralement menées sur plusieurs dizaines de puits.

4.1.4.2 Effet Stark

L'effet Stark est le changement des niveaux d'énergie dans un puits quantique par application d'une tension au système. Sous l'effet du champ électrique statique, dû à une différence de potentiel appliquée à la structure, la bande de conduction s'incline, et le fond du puits quantique devient un peu plus triangulaire, ceci a pour effet d'abaisser l'énergie de la première sousbande, en laissant les sousbandes d'énergie supérieures peu affectées. Ceci implique un changement de l'énergie de transition entre les deux premiers niveaux en fonction du champ électrique. Cet effet a été mis en évidence par Harwitt[Harwitt 1987] et al. en 1987. Les auteurs observent pour deux empilements de 50 puits quantiques de largeur 10 et 12 nm, un décalage de la résonance liées à l'absorption par les TISB de 1meV environ pour un champ statique appliqué de 36kV/cm soit une différence de potentiel de 28.8V de chaque côté de la structure. En 1990, Mii et al.[Mii 1990] présentent un moyen d'obtenir des décalages par effet Stark plus importants en brisant la symétrie du puits. Ils introduisent un puits quantique avec une marche, ce qui engendre des décalages des niveaux de l'ordre de 7 à 8 meV.

4.1.4.3 Temps de vie des TISB

La littérature à ce sujet est très riche, mais aussi très disparate tant sur les conditions expérimentales que sur les techniques de mesure et les structures mesurées. Les résultats sont très dispersés. En 1987, une étude de Seilmeier et al.[Selmeier 1987] de blanchiment infrarouge donne la première valeur expérimentale directe du temps de désexcitation d'une TISB, pour une séparation des sousbandes de 150 meV. Ils trouvent un temps de vie de la transition de l'ordre de 10 ps qui semble essentiellement piloté par des mécanismes de relaxation interbandes. Ils notent qu'une étude[Oberli 1987] pour des transitions d'énergie inférieure au phonon optique longitudinal donne des temps de plusieurs centaines de ps. Cette distinction entre deux régimes, en fonction de l'énergie de la TISB ($\hbar\omega_{12}=\Delta E_{12} = E_2-E_1$) par rapport à l'énergie du phonon optique longitudinal du puits ($\hbar\omega_L$) est maintenant communément admise :

- Lorsque $\hbar\omega_{12} < \hbar\omega_L$. La TISB possède un temps de vie allant de 20[Levenson 1990] à 1600[Craig 1994] picosecondes. Le mécanisme de désexcitation prépondérant est l'émission de phonon acoustique, qui est un processus "lent".
- Lorsque $\hbar\omega_{12} > \hbar\omega_L$. L'énergie de transition est suffisante pour émettre un phonon polaire optique. Cette émission, comme nous l'avons déjà vu est rapide, et les durées de vie mesurées dans ce cas vont de 160 fs[Hunsche 1994] à 15 ps[Julien 1988].

Les mesures présentées ici sont effectuée à températures cryogéniques. La discontinuité entre les deux comportements tend à disparaître lorsque la température augmente[Levenson 1990].

Les phénomènes entrant en jeu dans le temps de vie de la transition sont nombreux. En particulier l'interaction entre porteurs, la température électronique par rapport à la température

du réseau cristallin, la présence de phonons chauds, ou encore le remplissage de la sousbande inférieure qui peut conduire à un blocage de la relaxation [Levenson 1990].

La grande dispersion des mesures dans la littérature, ainsi que ces nombreux phénomènes encore mal modélisés ne nous permettent pas de fixer la valeur de la durée de vie d'une TISB. Notons enfin que nous allons travailler à température ambiante, la distribution énergétique des niveaux est alors élargie, et en travaillant avec des énergies de TISB proche de $k_B T$ (≈ 25 meV) et de l'énergie des phonons optiques (≈ 36 meV pour GaAs), l'agitation thermique élargit les niveaux d'énergie des sousbandes, et peut permettre une transition qui serait interdite à température cryogénique de part la conservation stricte de l'énergie.

4.1.4.4 Dépendance à la température

En 1988, von Allment et al. [von Allment 1988] étudient la dépendance des TISB à la température. Ils observent que la transition est bien plus large³ à température ambiante qu'à froid (4.2 K). Cependant, contrairement aux prédictions de leur modèle, l'écart entre les sousbandes diminue avec la température. Cette dernière passe de 125 meV (4.2 K) à 122 meV (300 K).

En 1990, Manasreh et al. [Manasreh 1990] étudient l'influence de la température. Ils trouvent à nouveau que l'énergie de transition diminue quand la température augmente. Ils émettent l'hypothèse que cette tendance est due à l'interaction électron-électron dans la première sousbande, qui tend à faire baisser son énergie.

4.1.4.5 Niveaux d'énergie et taille de puits

En 1990, Asai et al. [Asai 1990] ont mené une étude sur l'évolution de l'énergie des TISB en fonction de la taille des puits pour un système InGaAs/InAlAs. Les données expérimentales suivent bien le modèle théorique.

Les niveaux d'énergie du puits quantique peuvent être approchés par le modèle du puits quantique rectangulaire infini, et ainsi donner des ordres de grandeurs quand à la taille du puits à considérer. Nous savons a priori que le mode aura une énergie proche de celle de l'asymptote de la relation de dispersion. Cette fréquence est donnée par :

$$\omega_{\text{sup}} = \sqrt{\frac{\omega_T^2 + \varepsilon_\infty \omega_L^2}{1 + \varepsilon_\infty}} \quad (4.7)$$

En prenant les fréquences phonons de GaAs, on trouve $\hbar\omega_{\text{sup}} = 35.9$ meV.

La géométrie du puits quantique rectangulaire infini permet d'avoir des solutions analytiques pour les fonctions d'onde et les niveaux d'énergie dans le puits. L'énergie du niveau fondamental est donnée par :

$$E_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{\text{eff}} a^2} \quad (4.8)$$

où m_{eff} est la masse effective dans le puits, que nous prendrons en bas de bande de conduction pour GaAs ($m_{\text{eff}} = 0.067m_e$), et a est la largeur du puits. Les énergies des sousbandes n supérieures sont données par :

$$E_n = n^2 E_0 \quad (4.9)$$

3. Donc le temps de vie plus court

Nous trouvons pour une largeur de puits a de 22 nm une différence d'énergie entre la première et la deuxième sousbande de $\hbar\omega_{12} = E_2 - E_1 = 34.79$ meV. Pour une largeur de 21 nm, $\hbar\omega_{12} = 38.18$ meV. En général, dans un puits réaliste avec une hauteur de barrière finie, les énergies sont moins espacées. De plus, nous comptons sur l'effet Stark pour avoir un contrôle sur la fréquence de transition. Cet effet tend à augmenter la différence d'énergie entre les deux premiers niveaux. Nous avons, pour une première étape, gardé un puits rectangulaire d'une largeur de 22 nm.

Les solutions simples et analytiques pour les niveaux d'énergies et fonction d'onde électroniques dans un puits quantique se limitent cependant aux puits rectangulaires et aux puits triangulaires. Pour un calcul de structures réalistes prenant en compte les contacts et le substrat, les fonctions d'ondes sont calculées numériquement en résolvant l'équation de Poisson et l'équation de Schrödinger couplées.

Nous avons donc un système quantique composé d'un puits de GaAs entouré de barrières d' $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$ comme partie "active" de la structure. Le contrôle électrique des propriétés optiques se fera localement dans le puits quantique. Pour utiliser de manière efficace cette modulation, nous devons concevoir une structure qui permet de coupler le champ propagatif à un mode dont le recouvrement avec le puits quantique est optimum. Nous avons testé des structures comprenant un réseau de GaAs au dessus du système quantique. Cependant, nous ne sommes pas parvenus à obtenir de surintensité du champ électromagnétique lié aux SPhP qui possède un bon recouvrement avec le puits, selon la composante perpendiculaire aux couches de ce dernier. Nous avons changé de stratégie et nous sommes penchés sur les phonons polaritons d'interface (IPhP) entre GaAs et $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$. Ces modes sont décrits dans la partie suivante.

4.2 Modes d'interface (IPhP)

Nous décrivons dans un premier temps les IPhP dans le cas d'une interface simple AlGaAs/GaAs. Ceci nous permet d'identifier les différents modes pouvant exister selon la longueur d'onde considérée. Une fois ces modes identifiés, nous passons à la géométrie d'un puits quantique, où nous considérons une couche mince de GaAs entourée d'AlGaAs.

4.2.1 IPhP pour une interface simple AlGaAs/GaAs

Dans le cas de l'interface AlGaAs/GaAs nous n'avons plus de surface à proprement parler, mais plutôt une interface entre deux milieux. Les modes électromagnétiques supportés par cette interface sont donc naturellement appelés des phonons polaritons d'interface (IPhP). Nous pouvons dans un premier temps étudier les fonctions diélectriques pour prédire les fréquences auxquelles les conditions d'existence d'un mode d'interface sont remplies. Ces conditions ont été énoncées au premier chapitre (page 6). Les parties réelles des fonctions diélectriques de GaAs et $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$ sont représentées en figure 4.2 en négligeant les pertes dans les fonctions diélectriques. Les zones pour lesquelles les conditions d'existence des modes d'interfaces sont remplies sont représentées en grisé.

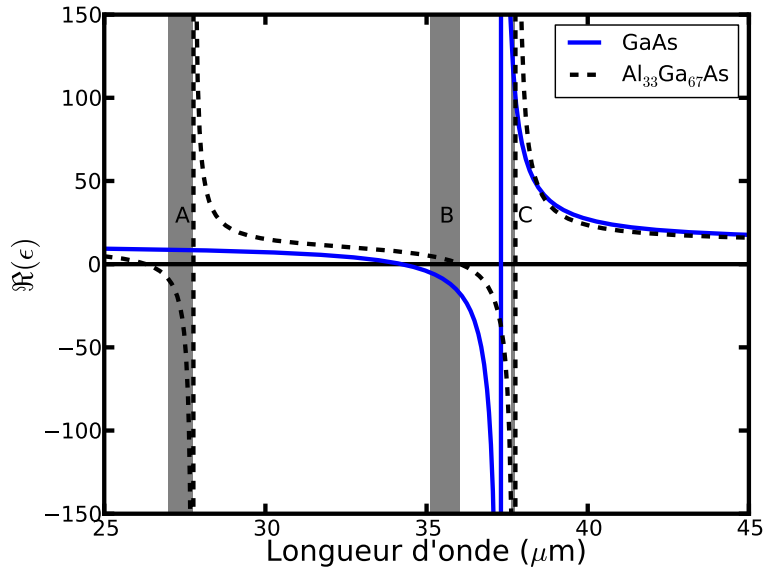


FIGURE 4.2 – Partie réelle des fonctions diélectriques (sans pertes) de GaAs et $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$. Les zones d'existence des IPhP sont représentées en grisé. Elles correspondent aux longueurs d'ondes pour lesquelles la partie réelle de GaAs et AlGaAs sont de signe opposés. Dans les zones A et C, AlGaAs se comporte comme un métal et GaAs comme un diélectrique. Dans la zone B, GaAs est métallique et AlGaAs diélectrique.

Les fonctions diélectriques de GaAs et AlGaAs présentent des valeurs très différentes sur la plage de longueur d'onde 20-50 microns, ce qui donne naissance à trois zones pour lesquelles

différents IPhP peuvent exister. Ceci implique l'existence de 3 modes différents soit 3 branches dans la relation de dispersion. Cette dernière est illustrée en figure 4.3.

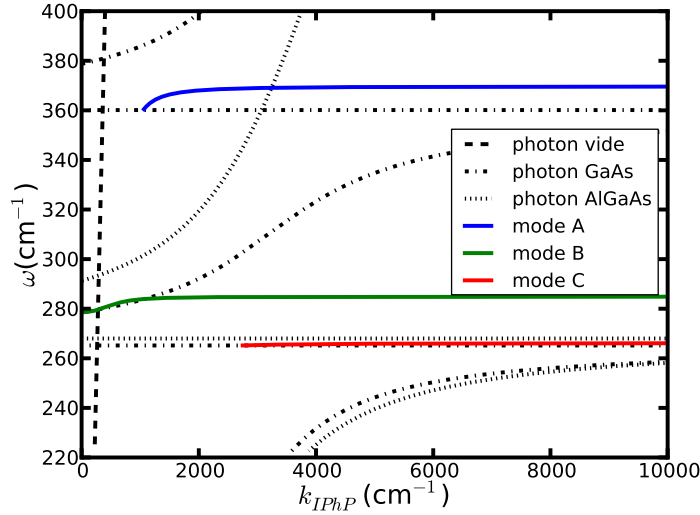


FIGURE 4.3 – Relation de dispersion pour les IPhP d'une interface $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}$, en négligeant les pertes. Les relations de dispersion d'un photon dans les deux matériaux sont tracées en noir. La relation de dispersion d'un photon dans le vide est donnée à titre d'indication. Les 3 modes de l'interface sont tracés et légendés en rapport avec la figure 4.2.

Cette relation de dispersion est plus compliquée que celle d'une surface de par les larges variations des fonctions diélectriques mises en jeu. Ceci se retrouve dans relation de dispersion d'un photon dans GaAs ou dans AlGaAs qui n'est pas linéaire. En particulier, le Reststrahlen, constitue une bande interdite pour les photons. Nous voyons donc plusieurs "branches" pour les relations de dispersion de photons dans chaque matériau. Nous voyons aussi 3 modes dont le comportement est similaire à celui d'un SPhP. L'origine de chacun de ces modes est décrite dans le tableau 4.1.

Mode	matériau métallique	matériau diélectrique	type de résonance
A	AlGaAs	GaAs	AlGaAs type AlAs
B	GaAs	AlGaAs	GaAs
C	AlGaAs	GaAs	AlGaAs type GaAs

TABLE 4.1 – description des modes de l'interface $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}$. Nous rappelons que matériau métallique signifie que sa fonction diélectrique est négative.

La relation de dispersion tend asymptotiquement vers une fréquence limite ω_{sup} pour chaque mode, que l'on peut trouver en résolvant l'équation :

$$\varepsilon_d(\omega) + \varepsilon_m(\omega) = 0 \quad (4.10)$$

4.2.2 IPhPs d'un puits quantique AlGaAs/GaAs/AlGaAs

Nous avons à traiter le cas d'une hétérostructure AlGaAs/GaAs/AlGaAs, de type puits quantique, pour laquelle la situation est plus compliquée. Nous n'avons plus une seule mais deux interfaces. La géométrie est représentée en figure 4.4.

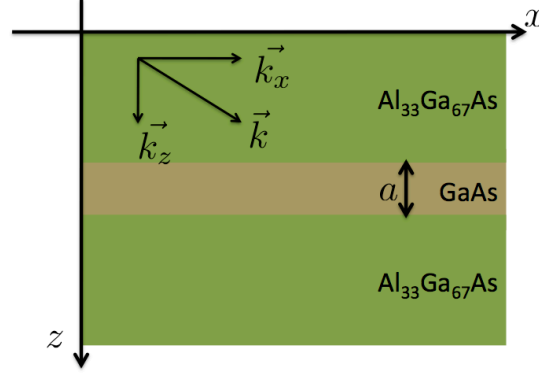


FIGURE 4.4 – Modes d'interface, géométrie d'un puits quantique.

Pour un puits quantique, les deux interfaces autour de GaAs sont assez proches pour que deux IPhP se propageant à chaque interface interagissent et se couplent. Ce couplage entraîne une séparation de la relation de dispersion d'un mode en deux branches dont nous avons déjà discuté les propriétés dans le cas d'une lame mince de GaAs entourée de vide au cours du chapitre 3. Plus la lame de GaAs est mince plus les deux branches se repoussent. Dans notre cas, l'épaisseur a du puits est de 22 nm, les branches vont donc fortement se repousser. Une forme analytique de la relation de dispersion pour ces modes couplés se dérive en calculant les pôles de la réflectivité de l'empilement. Ce calcul analytique de la réflectivité se trouve en annexe A. En toute rigueur, si l'on considère un empilement de trois matériaux, le système présente des résonances pour ⁴ :

$$\left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) \left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z3}}{\varepsilon_3} \right) - \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) \left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z3}}{\varepsilon_3} \right) \exp(2ik_{z2}a) = 0 \quad (4.11)$$

Dans notre cas, $\varepsilon_3 = \varepsilon_1$ est la fonction diélectrique d'Al₃₃Ga₆₇As, et ε_2 celle de GaAs.

Pour ce cas, la méthode la plus simple est de résoudre cette équation pour k_x et ω donné, et de trouver les zéros par un algorithme de Newton. Le système étant relativement simple, la localisation des modes dans le plan (k_x, ω) peut être intuitée. Cette méthode est relativement efficace. Pour des systèmes plus complexes comme des empilements d'un grand nombre de couches homogènes, il est possible de trouver asymptotiquement la valeur des différents modes, puis de les suivre par continuité de solution jusqu'aux petits vecteurs d'onde. En effet, pour des vecteurs d'ondes de valeurs élevés, le mode ne "voit" plus que l'interface qui le supporte, et sa valeur asymptotique est celle du mode de l'interface simple dont la valeur est connue analytiquement.

4. Nous omettons la dépendance des fonctions diélectriques à la fréquence pour alléger les notations.

La propagation des solutions doit ensuite se faire en tenant compte des conditions de continuité aux différentes interfaces.

En appliquant l'une ou l'autre de ces méthodes, nous traçons en figure 4.5 la relation de dispersion pour les IPhP de l'empilement illustré en figure 4.4.

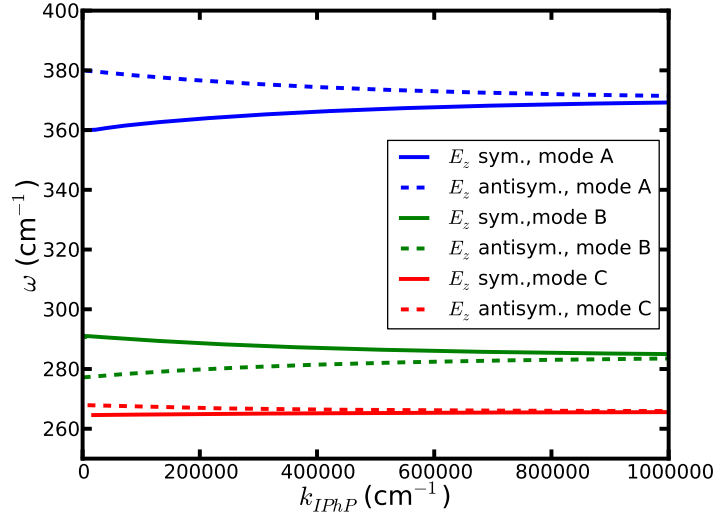


FIGURE 4.5 – Relation de dispersion pour un puits quantique $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$, avec une épaisseur de GaAs de 22 nm. Nous distinguons pour chaque mode (A,B ou C) la symétrie du champ transverse (E_z symétrique ou antistymétrique).

Chacun des modes de la figure 4.3 se sépare en deux branches pour lesquelles le champ électrique transverse E_z est symétrique ou antisymétrique, représentées respectivement en traits continus et pointillés. Nous gardons les mêmes couleurs que celles utilisées dans la figure 4.3 pour les différents modes. Cette fois, nous représentons la relation de dispersion pour des vecteurs d'onde très grands. A l'échelle de la figure 4.3, les relations de dispersion sont plates.

Une particularité de notre système est que sa configuration n'est pas la même selon la longueur d'onde. Dans la zone A et C on se trouve dans une situation analogue à un empilement métal/diélectrique/métal. Dans ce cas, la distribution du champ est antisymétrique pour la branche de plus haute énergie. Par contre, dans la zone B, la configuration est inversée (diélectrique/métal/diélectrique) et la distribution du champ est antisymétrique pour la branche de plus basse énergie.

Nous pouvons représenter le champ électrique E_z , pour chacun de ces modes, en fonction de la direction z dans la structure considérée et ainsi déterminer quel est le mode pour lequel E_z est le plus intense dans la lame de GaAs. Le calcul montre que le mode symétrique B est le plus intense et le plus confiné dans le puits. Ceci est illustré en figure 4.6.

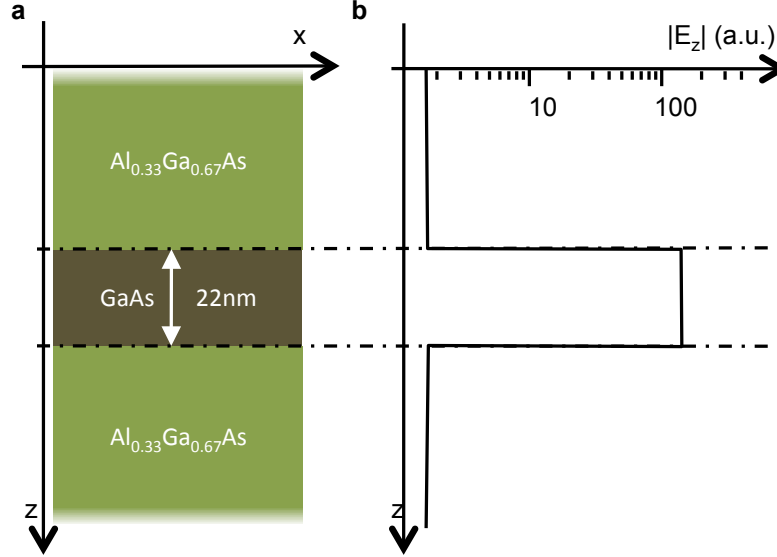


FIGURE 4.6 – a/ Géométrie du système. b/ Champ électrique E_z du mode B symétrique dans le puits pour un vecteur d'onde de $1 \mu\text{m}^{-1}$. Le champ est normalisé par son énergie. Les interfaces du puits sont représentées par des traits pointillés noirs horizontaux.

Le champ E_z est largement plus élevé dans le cas du mode symétrique pour lequel GaAs est métallique. Ce mode correspond au mode "Long Range" [Sarid 1981, Berini 2009] du puits de GaAs. Cette dénomination est donnée dans le cas d'une lame mince métallique entourée d'air car, la majorité de l'énergie électromagnétique du mode "Long Range" est localisé dans l'air, et peu dans le métal, ce qui entraîne de faibles pertes pour ce mode, et donc une plus grande distance de propagation.

Notre cas est cependant très spécial et encore non étudié à notre connaissance. En effet, GaAs est bien métallique et AlGaAs l'entourant est diélectrique. A la longueur d'onde du mode "Long Range" ($34.34 \mu\text{m}$), nous avons $\varepsilon_{\text{GaAs}} = -0.4 + 0.6i$, et $\varepsilon_{\text{AlGaAs}} = 7 + 0.44i$ pour 33% d'aluminium. AlGaAs possède une fonction diélectrique élevée mais surtout GaAs est faiblement métallique⁵ et sa fonction diélectrique est proche de zéro. Ceci entraîne un fort confinement du champ dans le film de GaAs contrairement au cas du métal. Les matériaux dont la fonction diélectrique est proche de zéro sont appelés ENZ pour "epsilon near zero" par M. Silveirinha et N. Engheta [Silveirinha 2006].

D'une manière générale, le confinement du champ est lié à la continuité du déplacement électrique \mathbf{D} à l'interface entre un milieu 1 et un milieu 2 décrits par des fonctions diélectriques

5. Pour comparaison, la fonction diélectrique de l'or à la même fréquence est égale à $-40130 + 29638i$.

ε_1 et ε_2 . A l'interface entre ces deux milieux nous avons :

$$\mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n}_1 = \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{n}_2, \quad (4.12)$$

avec \mathbf{n}_i la normale à l'interface dans le milieu $i = (1, 2)$. En utilisant les relations constitutives liant le champ électrique au déplacement électrique par la fonction diélectrique ε nous obtenons :

$$\varepsilon_{z1} E_{z1} = \varepsilon_{z2} E_{z2} \quad (4.13)$$

Dans cette relation, le membre de droite est constant. Pour que l'égalité soit conservée lorsque ε_{z1} tends vers 0, le champ électrique E_{z1} doit nécessairement augmenter. L'exaltation du champ lié à ce matériau ENZ est donc proportionnel au ratio des fonction diélectriques des deux matériaux. Nous pouvons réécrire l'équation 4.13 sous la forme suivante :

$$|E_{z1}|^2 = \left| \frac{\varepsilon_{z2}}{\varepsilon_{z1}} \right|^2 |E_{z2}|^2 = K_{\text{ENZ}} |E_{z2}|^2, \quad (4.14)$$

où K_{ENZ} est le facteur d'amplification du champ associé au fait que la fonction diélectrique du matériau 1 soit proche de zéro. Ce facteur dépend du couple de matériau considéré. Nous traçons ce facteur d'amplification en figure 4.7, pour une interface GaAs/Al₃₃Ga₆₇As.

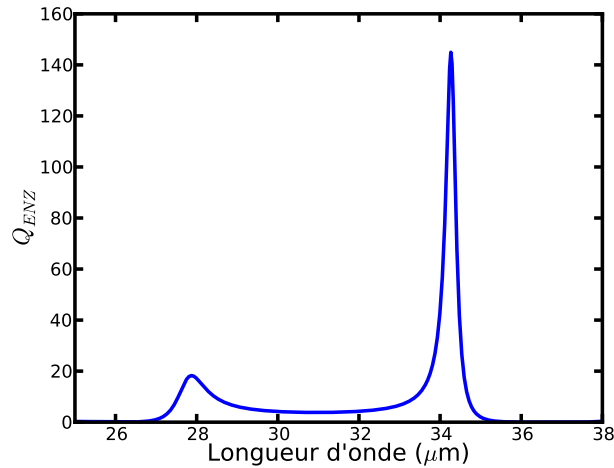


FIGURE 4.7 – Facteur d'amplification K_{ENZ} pour une interface GaAs/Al₃₃Ga₆₇As. Le facteur devient très grand vers 34.34 μm . Le deuxième pic est lié à l'augmentation de fonction diélectrique d'AlGaAs causée par le phonon optique transverse de type AlAs (pour 33% d'aluminium, $2\pi c/\omega_{\text{T2}} = 27.76 \mu\text{m}$).

Le facteur montre une forte augmentation pour une longueur d'onde de 34.34 μm là où la fonction diélectrique de GaAs est proche de zéro. Le deuxième pic bien plus faible est lié à la fonction diélectrique d'Al₃₃Ga₆₇As qui présente une singularité à cette longueur d'onde, due à ses phonons optiques de type AlAs.

Ce type de matériau dont la fonction diélectrique se rapproche de zéro a été étudié récemment de manière théorique par M. Silveirinha et N. Engheta [Silveirinha 2006], puis expérimentalement

[Edwards 2008], pour guider l'énergie d'une onde électromagnétique dans un canal sub-longueur d'onde de forme arbitraire. Les expériences ont été menées dans le domaine microonde.

Dans un contexte plus proche de l'optique, le groupe de Shalaev [Litchinitser 2008] a déjà signalé que la continuité de D_z entraîne une exaltation de E_z lorsque $|\varepsilon|$ tend vers zéro. A notre connaissance, le cas du film mince n'a pas été étudié et aucune démonstration expérimentale n'a eu lieu.

Nous avons donc identifié un mode très intéressant, qui est issu du couplage de deux IPhPs présentant une forte exaltation du champ, confiné dans le puits quantique et selon la composante qui permet son couplage aux TISB. Son énergie est très proche de celle du phonon longitudinal optique dans GaAs soit $36.13 \text{ meV} = 34.34 \mu\text{m} = 8.73 \text{ THz}$. Il nous reste maintenant à coupler ce mode avec le champ propagatif, ce qui est l'objet de la partie suivante. En effet, ce mode existe pour des vecteurs d'onde $k_x \gg \omega/c$ et ne se couple pas au champ propagatif de manière simple.

4.3 Optimisation du couplage

Nous nous focalisons maintenant sur la dernière étape essentielle dans la conception du modulateur : le couplage d'un rayonnement incident au mode du puits quantique identifié dans la partie précédente. Pour cela, nous utilisons un réseau de couplage. Nous calculons la réponse d'une structure périodique à une onde plane incidente, à la fréquence du mode d'intérêt, et à différents angles d'incidence à l'aide d'un code RCWA. Notre critère d'optimisation est l'absorption dans le puits quantique selon la direction perpendiculaire aux interface (direction z). Cette absorption est directement proportionnelle à l'intensité de champ électromagnétique selon la même direction :

$$A_z = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{inc}}} = \frac{\frac{\varepsilon_0 \omega}{2} \iiint \Im(\varepsilon_z) |E_z|^2 dx dy dz}{\frac{\varepsilon_0 c}{2} |E_{\text{inc}}|^2 \iint dx dy} = \frac{\omega \iint \Im(\varepsilon_z) |E_z|^2 dx dz}{c |E_{\text{inc}}|^2 \Lambda} \quad (4.15)$$

Le résultat obtenu est vérifié en calculant la différence du flux de vecteur de Poynting suite à la traversée de la couche, et la somme des absorptions pour les composantes du champ selon les directions z et x . Lorsque cette absorption devient grande, nous pouvons nous attendre à une surintensité du champ dans le puits. Les cartographies de champ proche nous permettent alors de vérifier que nous excitions bien le mode fortement confiné dans le puits quantique. Dans l'ensemble de cette section, les calculs sont effectués en considérant des fonctions diélectriques isotropes, tirées de Palik [Palik 1985] pour GaAs, et interpolée des résultats de Kim et Spitzer [Kim 1979] pour AlGaAs. *Aucune contribution du gaz 2D d'électrons n'est prise en compte.* La figure 4.8, page 101, présente des exemples de structures que nous avons imaginées.

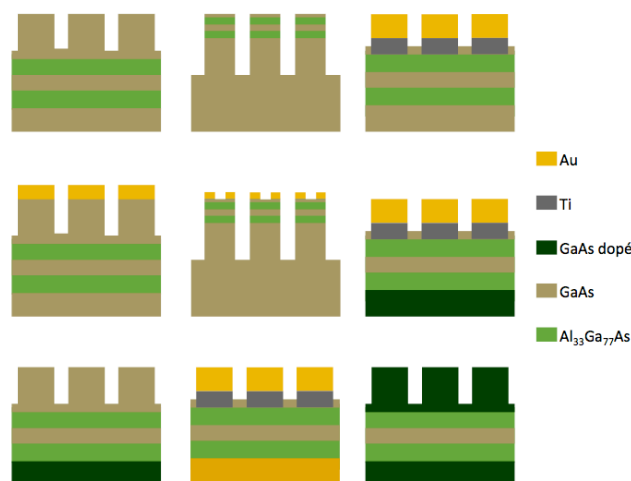


FIGURE 4.8 – Structures simulées optiquement pour maximiser le champ E_z dans le puits quantique.

De toutes ces structures, aucune ne se détache vraiment, et l'absorption calculée dans le puits dépasse rarement 1% de l'énergie incidente. Il est donc difficile de trouver une géométrie simple permettant une excitation efficace du mode que nous avons identifié précédemment. Nous nous inspirons alors de structures de type Fabry-Pérot, utilisée notamment pour maximiser l'absorption dans les cellules solaires de faibles épaisseur, les absorbeurs radars ou infra-rouges.

4.3.1 Introduction d'une cavité optique

Nous souhaitons utiliser une résonance de type Fabry-Pérot, pour créer un ventre du champ électromagnétique au niveau du puits quantique. Pour cela, nous devons placer un miroir en face arrière de l'échantillon. Un réseau en or à la surface sert de deuxième miroir pour former une cavité, et permet de coupler le champ incident au mode d'intérêt. A l'aide d'un espaceur, nous pouvons ajuster la taille de la cavité pour maximiser le champ électromagnétique dans le puits quantique. Ces trois éléments sont essentiels et indissociables. Leur assemblage donne la structure illustrée en figure 4.9.

Le choix des matériaux est directement orienté par les techniques de fabrication. Ceci implique des contraintes sur les matériaux utilisables, qui doivent être en accord de maille avec le système quantique. Le miroir en face arrière peut être un substrat en GaAs dopé, sur lequel nous pouvons facilement épitaxier une structure quantique. Pour les longueurs d'onde considérées, le dopage rend GaAs réfléchissant. Plus le dopage est élevé, plus la réflectivité du substrat est grande⁶.

L'espaceur peut alors être fabriqué par épitaxie sur le substrat de GaAs dopé. Nous souhaitons avoir un indice optique différent de celui du puits quantique et non métallique. Nous optons pour un alliage AlGaAs à 50% d'aluminium qui remplit ces conditions. Pour des raisons technologiques, cette couche sera un super-réseau consistant en une alternance de monocouches

6. Ceci a été évoqué au chapitre 1.

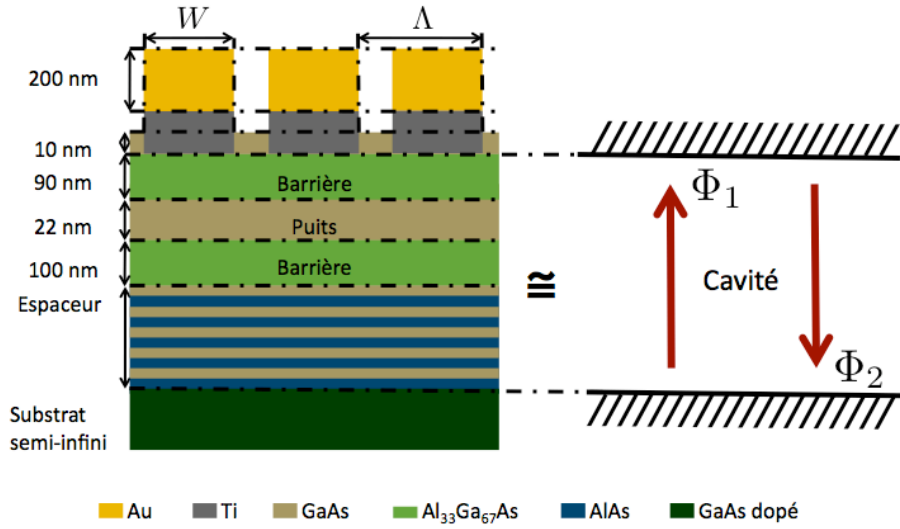


FIGURE 4.9 – Schéma de la structure simulée. Cette dernière peut être vue comme un milieu homogène entouré de deux miroirs (réseau et substrat dopé) formant une cavité. Le super-réseau est utilisé pour ajuster la taille de la cavité de manière à ce que le déphasage total lors d'un aller-retour ($\Phi_1 + \Phi_2 + 2k_z d$, avec d la distance entre les deux miroirs) soit proche de 2π .

de GaAs et d'AlAs. En effet, le dépôt d'un alliage nécessite un contrôle en température précis pour obtenir une concentration d'aluminium constante pendant la durée du dépôt. Passer par une simple alternance de cibles permet de s'affranchir de ce contrôle précis en température tout en gardant une proportion d'aluminium régulière dans l'épaisseur de la couche. Cette dernière est contrôlée de manière très précise par le temps d'ouverture des caches des deux cibles. Le résultat se rapproche d'un alliage Al₅₀Ga₅₀As.

Au dessus de l'échantillon, nous optons pour un réseau unidimensionnel en titane/or qui sera réalisé par lithographie optique ou électronique suivant la largeur des traits du réseau à réaliser.

Nous allons maintenant étudier l'absorption pour cette structure, dans le puits quantique, selon la composante z , en fonction du facteur de remplissage du réseau F et de H_{SR} , l'épaisseur du super-réseau qui sert à ajuster la cavité optique. Nous l'appellerons indifféremment super-réseau, ou espaceur. Ensuite, nous verrons l'influence de la période P du réseau et du dopage N_e du substrat qui pilote la réflectivité du miroir en face arrière.

Dans un premier temps, nous considérons un dopage N_e de $3 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$ pour le substrat. Le modèle de fonction diélectrique du substrat est identique à celui du GaAs dopé utilisé dans le chapitre 3. Le temps de relaxation des électrons est fixé à 70 cm^{-1} (mesure du chapitre 3) en supposant qu'il y a peu d'évolution de ce paramètre entre $N_e = 1.5$ et $3 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$. La hauteur du réseau en or est fixée à 200 nm, avec une sous-couche d'accroche en titane de 20 nm.

4.3.2 Dépendance de l'absorption dans le puits aux paramètres géométriques

La figure 4.10 présente l'absorption A_z dans le puits en fonction du facteur de remplissage du réseau F^7 , et de la hauteur du super-réseau H_{SR} .

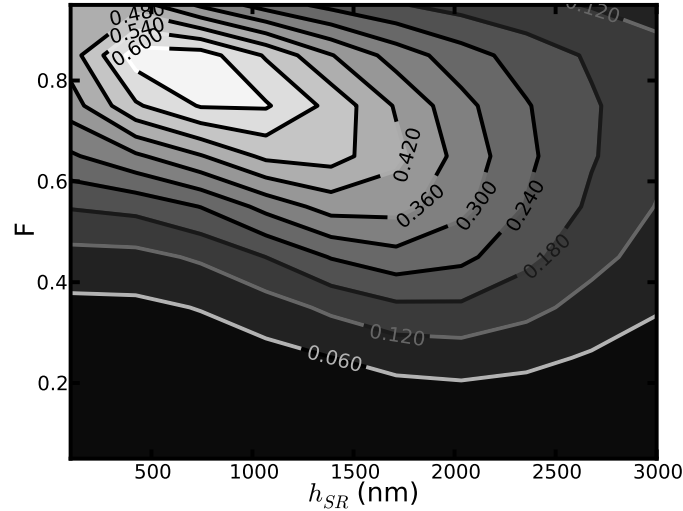


FIGURE 4.10 – Absorption selon la composante z du champ dans la structure de la figure 4.9. $P = 4\mu\text{m}$, $N_{\text{GaAs}} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Le maximum d'absorption est 70 % pour $F = 0.75$ et $H_{SR} = 700 \text{ nm}$

Le calcul est effectué pour une onde incidente à $\theta_i = 15^\circ$ et polarisée TM, avec une longueur d'onde incidente de $34.34 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde correspond à l'énergie du mode confiné dans le puits. Une absorption de $A_z = 0.5$ signifie que 50% de l'énergie incidente est absorbée dans le puits quantique selon la composante z du champ électromagnétique.

Nous voyons une forte dépendance de l'absorption par rapport au facteur de remplissage du réseau et à la hauteur de l'espaceur. Il ne suffit donc pas de placer un réseau au dessus du puits pour coupler efficacement le mode IPhP d'intérêt, nous devons ajuster les paramètres pour obtenir une forte absorption. Le facteur de remplissage permet d'ajuster la réflectivité du miroir supérieur, et l'espaceur la taille de la cavité pour ajuster la résonance de la structure. Nous remarquons que la valeur maximum de A_z trouvée est relativement élevée. En effet, nous avons un puits de 22 nm d'épaisseur (soit $\lambda/1560$) dans lequel plus de 70% de l'énergie électromagnétique incidente est absorbée. De plus, l'absorption se fait selon la composante z du champ qui nous intéresse pour le couplage avec des TISB. Pour les paramètres optimisés, le champ propagatif incident est donc très bien couplé au mode symétrique du puits quantique.

A titre de comparaison, nous calculons l'absorption dans le même système en enlevant simplement le réseau. Dans ce cas, l'absorption A_z dans le puits quantique est seulement de 1.15%. Notre structure, de part l'excitation du mode IPhP, permet de gagner un facteur 60 sur l'absorption dans le puits quantique! Le couplage au mode fonctionnant aussi pour une incidence

7. $F = W/\Lambda$, en utilisant les notations du chapitre 2, avec W la largeur de trait et Λ la période du réseau.

normale, on passe de $A_z=0\%$ à 70% par l'excitation du mode IPhP. Le maximum d'absorption que nous pouvons obtenir sans réseau est de seulement 4% pour un angle précis proche de 73° (angle de Brewster) et une hauteur de super-réseau nulle.

Un autre paramètre important de notre structure est la période Λ du réseau. A chaque période correspond une cartographie d'absorption dont nous pouvons extraire le maximum d'absorption A_z , ainsi que le facteur de remplissage F et la hauteur d'espaceur H_{SR} optimaux correspondants. L'évolution de ces trois grandeurs en fonction de Λ est tracée en figure 4.11.

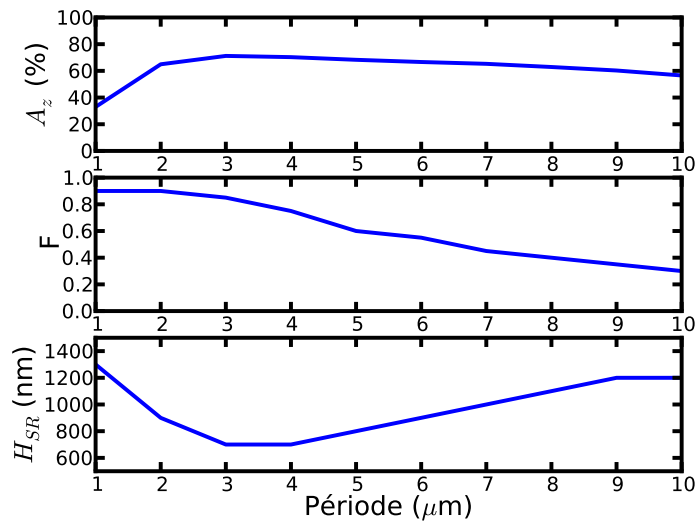


FIGURE 4.11 – Evolution de A_z maximum, H_{SR} , et F correspondants en fonction de la période du réseau avec un substrat dopé à $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

L'ensemble des paramètres dépend beaucoup de la période du réseau. A chaque période correspond un facteur de remplissage et une hauteur d'espaceur optimum. Nous voyons que les petites périodes jouent en notre défaveur puisque A_z chute rapidement pour des périodes inférieures à $2 \mu\text{m}$, tandis que pour des grandes périodes A_z décroît très lentement.

La complexité de la réponse électromagnétique de la structure complète ne permet pas de modèle physique simple pour expliquer l'évolution des paramètres illustrés dans la figure 4.11. Les cartographies d'absorption évoluent aussi. De 1 à 7 microns de période, un seul maximum d'absorption apparaît pour une hauteur d'espaceur donné. Par contre, au delà, il apparaît deux maxima à deux facteurs de remplissage différents. Cela se traduit par deux zones de fortes absorption sur la cartographie (non représentée ici).

4.3.3 Réponse électromagnétique d'une structure optimisée

Nous nous plaçons dans le cas le plus favorable pour ce niveau de dopage du substrat : une période Λ de $3\ \mu\text{m}$, un facteur de remplissage F de 0.85, et une hauteur de super-réseau de H_{SR} de 700 nm. Nous calculons la réflectivité de la structure qui est représenté en figure 4.12

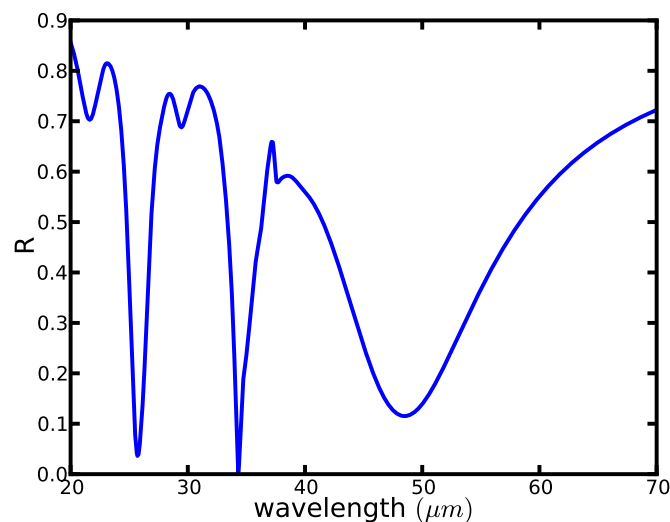


FIGURE 4.12 – Réflectivité de la structure pour $N_e = 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, $F = 0.85$ et $H_{\text{SR}} = 700 \text{ nm}$. Plusieurs pics d'absorption apparaissent, en particulier à $34.34 \mu\text{m}$.

Nous pouvons vérifier le confinement du champ dans le puits quantique en regardant la cartographie de champ proche pour la résonance à $34.34 \mu\text{m}$. Le champ proche est représenté pour la composante z du champ électrique dans la figure 4.13.

Nous ne représentons que cette composante, d'une part parce qu'elle nous intéresse particulièrement dans la perspective du couplage aux TISB, et d'autre part parce que les surintensités selon les autres composantes sont négligeables devant les valeurs prises par celles de E_z . Nous voyons clairement sur la figure 4.13 que le champ électromagnétique est très confiné dans le puits quantique.

Nous pouvons aussi vérifier que nous excitons bien le mode voulu en regardant la dépendance en angle de la réponse électromagnétique de la structure. Nous avons vu sur la relation de dispersion que pour de faibles vecteurs d'onde de l'ordre de $k_0 = \omega/c$, la relation de dispersion du mode symétrique du puits était plate. Cela signifie que la résonance doit être observée sur une grande plage angulaire. Nous calculons l'absorption A_z pour la structure optimisée en fonction de l'angle d'incidence et la représentons en figure 4.14

L'absorption est bien constante sur une large plage angulaire, ce qui correspond à la relation de dispersion du mode IPhP. Cela signifie que nous excitons bien le mode voulu, et aussi qu'un modulateur fonctionnant avec une telle structure sera efficace sur une large plage angulaire.

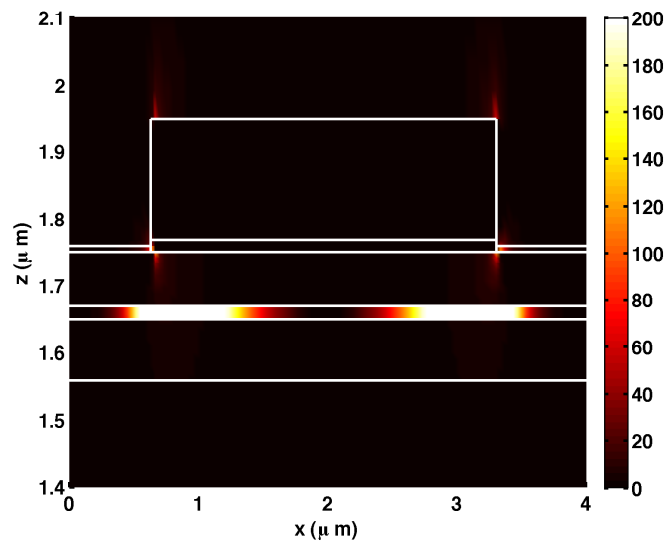


FIGURE 4.13 – Champ proche dans la structure : $|E_z|^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i = 34.34 \mu\text{m}$. Les traits blancs représentent la géométrie de la structure. Le carré blanc représente un crénneau en or du réseau. Une forte surintensité est localisée dans le puits quantique. L'intensité maximum est proche de 600, soit un facteur d'amplification résonant du champ $|E_z|$ d'environ 24.5.

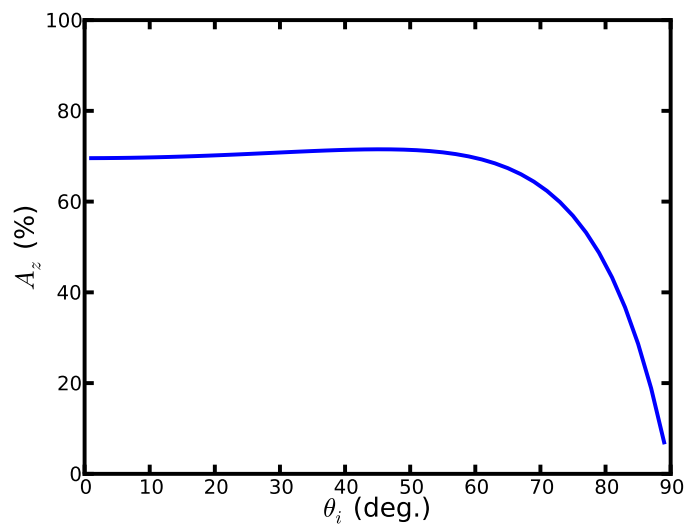


FIGURE 4.14 – Dépendance de l'absorption A_z à l'angle d'incidence θ_i à $34.34 \mu\text{m}$.

Enfin, nous pouvons calculer le champ proche optique de la structure avec et sans puits quantique, de manière à distinguer les contribution de la cavité formée par l'espaceur, le substrat dopé et le réseau, de la contribution du mode IPhP associé à la fonction diélectrique de GaAs proche de zéro. Nous représentons ces champ en figure 4.15 et 4.16.

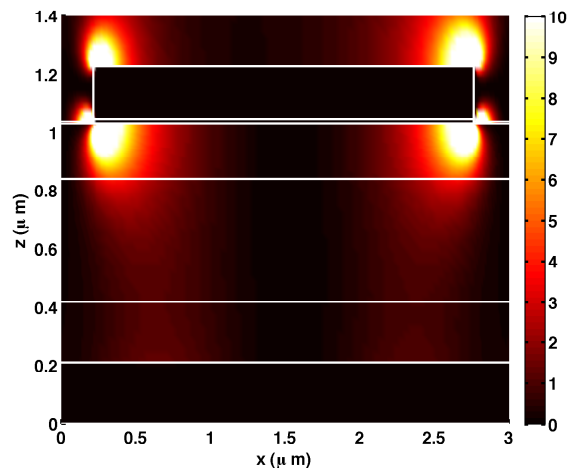


FIGURE 4.15 – Champ proche dans la structure sans puits quantique : $|E_z|^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i = 34.34 \mu\text{m}$. La géométrie est représentée en traits blancs.

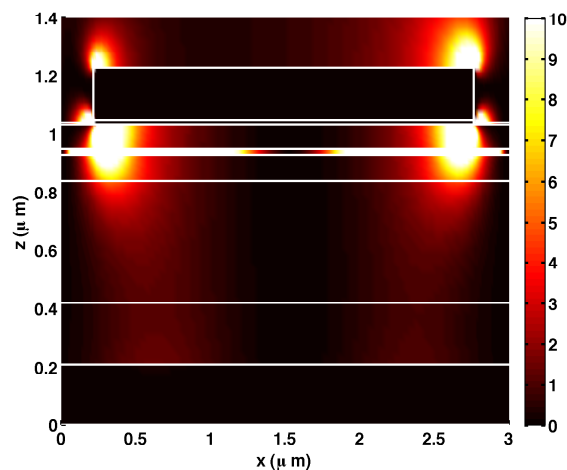


FIGURE 4.16 – Champ proche dans la structure avec puits quantique : $|E_z|^2$ pour $\theta_i = 45^\circ$ et $\lambda_i = 34.34 \mu\text{m}$.

Nous voyons que la surintensité liée à la cavité est faible par rapport à celle obtenue à l'aide de la résonance ENZ.

4.3.4 L'option du report

Le résultat déjà remarquable de l'absorption de plus de 70% du rayonnement selon la composante utile par le puits quantique peut encore être amélioré en augmentant le coefficient de réflexion du substrat. Une technologie plus compliquée mais envisageable (en cours de développement au LPN) est le report de substrat. Cette opération consiste à "changer" de support pour la couche active. Nous passons le système quantique de son substrat d'origine à un substrat en pyrex. Le collage entre la couche active et le pyrex se fait par collage anodique, via une couche de métal. Nous pouvons donc envisager cette technique pour augmenter la qualité de notre miroir. Nous allons tester ici l'effet d'un miroir pour différents métaux possibles pour le collage anodique : or, argent et aluminium.

Les optima pour différentes grandeurs sont représentés dans le tableau 4.2.

Métal	A_z (%)	F	$H_{SR}(nm)$
Or	79	0.89	1140
Argent	76	0.85	1390
Aluminium	76	0.85	1380

TABLE 4.2 – Absorption optimum pour différents métaux utilisés comme miroir en face arrière de l'échantillon, avec facteur de remplissage F et hauteur de super-réseau H_{SR} correspondants.

A titre de comparaison, nous traçons en figure 4.17 l'évolution selon la période de l'absorption maximum est des paramètres liés (F et H_{SR}) pour deux dopages différents pour le substrat de GaAs, et pour le cas du report où le substrat est cette fois en or. Cette figure confirme que plus le coefficient de réflectivité du substrat est élevé, plus l'absorption A_z est élevée dans le puits quantique.

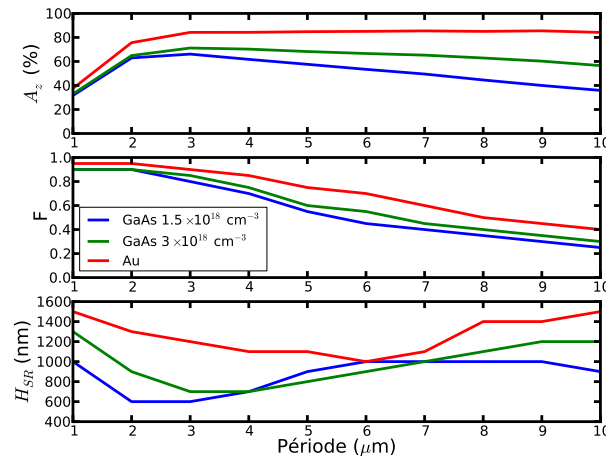


FIGURE 4.17 – Evolution de l'absorption A_z , H_{SR} et F pour une structure reportée sur de l'or et comparée à une structure avec substrat en GaAs de différents dopages.

4.4 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre les étapes menant à la conception d'une structure optimisée pour la modulation optique THz commandée électriquement. Nous avons commencé par étudier les TISB dans un puits quantique $\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{33}\text{Ga}_{67}\text{As}$, ce qui nous a renseigné sur les propriétés de couplage de ces transitions avec un champ électromagnétique. Seule la composante parallèle (E_z) à la direction de confinement intervient dans ce couplage.

Nous abandonnons les modes de surfaces (SPhP) pour nous tourner vers d'autres modes de la structures, les IPhP. Parmi ces derniers, un mode au champ E_z symétrique par rapport au centre du puits présente un confinement important dans le puits et une surintensité de deux ordres de grandeur.

Cette forte surintensité est due à un effet original d'exaltation du champ liée à la fonction diélectrique du puits qui est proche de zéro.

Afin de quantifier le gain d'absorption apporté par l'excitation de ce mode, nous pouvons calculer l'absorption maximum A_z d'un puits quantique dans une structure similaire sans réseau. Dans cette configuration, l'absorption est très dépendante de l'angle d'incidence. Le maximum atteint 4% pour une hauteur de super-réseau nulle et un angle d'incidence proche de 73° .

Nous proposons une structure permettant de coupler le mode IPhP du puits quantique au champ propagatif par l'intermédiaire d'un réseau et d'une cavité optique. Avec des paramètres ajustés, nous prévoyons une absorption de plus de 70% de l'énergie incidente dans un puits quantique unique d'épaisseur $\lambda/1560$ et selon la composante favorable au couplage avec les TISB. Pour un angle d'incidence de 45 degrés, l'absorption dans une structure sans réseau est de 1.15% contre 71% pour la structure avec réseau. Nous obtenons donc un gain d'absorption de plus de 60.

Le prochain chapitre est consacré à l'étude de la modulation de la réflectivité par perturbation de la résonance en introduisant des électrons dans le puits.

Démonstration d'un modulateur THz à commande électrique

Sommaire

5.1 Fabrication	113
5.1.1 Epitaxie	113
5.1.2 Fabrication du réseau	114
5.1.3 Bonding	115
5.2 Mesures optiques en réflectivité polarisée	117
5.3 Modélisation des propriétés optiques	120
5.3.1 Modélisation optique du super-réseau	120
5.3.2 Propriétés électroniques de la structure	123
5.3.3 Introduction d'une TISB dans le puits	131
5.3.4 Discussion	134
5.3.5 Origine physique de la modulation	135
5.3.6 Couplage IPhP/TISB	135
5.3.7 Etat de l'art de la modulation THz électrique	136
5.4 Perspectives	137
5.4.1 Optimisation du modulateur	137
5.4.2 D'autres longueurs d'ondes	137
5.4.3 Vers la détection THz	139
5.5 Conclusion	140

Dans le chapitre précédent, nous avons déterminé les paramètres essentiels du couplage entre une transition intersousbande (TISB) dans un puits quantique et le champ électromagnétique. Ce couplage se fait par la composante z du champ électromagnétique, perpendiculaire aux couches de la structure quantique. L'étude des modes d'un puits quantique simple a mis en évidence un IPhP dont le champ électromagnétique est fortement confiné dans le puits. Ce dernier possède un fort champ selon la composante z , ce qui va favoriser son interaction avec les TISB du puits. C'est donc un excellent candidat pour la modulation de réflectivité THz.

Nous avons ensuite conçu et simulé une cavité optique munie d'un réseau pour coupler efficacement ce mode au champ propagatif. Ce couplage repose sur un mélange d'interférences de type Fabry-Pérot et d'un matériau ENZ¹. Grâce à ces deux effets, nous obtenons des absorptions théoriques supérieures à 70 % de l'énergie incidente dans un puits quantique unique, soit

1. ENZ signifie "Epsilon Near Zero". Le matériau possède une fonction diélectrique proche de zéro

une amplification d'un facteur 60 par rapport à un simple puits sur un substrat réfléchissant. Nous rappelons que la structure est optimisée pour un puits quantique vidé de ses électrons. Lorsque nous parlons d'absorption ici, cette dernière est due uniquement aux pertes intrinsèques (phonons) du GaAs formant le puits.

Dans ce chapitre nous allons employer des TISB dans le gaz 2D d'électron pour introduire une modification de la fonction diélectrique du puits quantique. Ceci va nous permettre de modifier le couplage du champ propagatif au mode IPhP pour lequel la structure est optimisée. La perturbation induite est difficile à modéliser à priori, et nous préférons passer par la réalisation expérimentale d'une structure sur laquelle des caractérisations optiques et électriques nous permettent d'obtenir des paramètres valides pour le modèle théorique.

Nous fabriquons donc un échantillon que nous testons en tant que modulateur THz commandé électriquement. Pour cela, nous effectuons des mesures de réflectivité en fonction de la tension appliquée à la structure. La polarisation électrique nous permet de moduler la concentration de porteurs dans le puits. Cette dernière modifie le couplage du champ propagatif au mode d'interface du puits, donc l'absorption du rayonnement par la structure, ce qui se traduit directement sur sa réflectivité. Nous obtenons un différentiel de réflectivité $\Delta R/R$ de l'ordre de 50%² pour un puits quantique unique à température ambiante. Cette modulation de réflectivité garde la même amplitude sur la plage d'angles d'incidence étudiée, allant de 15 à 50 degrés.

Nous introduisons ensuite un modèle de fonction diélectrique pour le puits quantique, de manière à modéliser le comportement observé expérimentalement. Afin de déterminer les différents paramètres du modèle, nous procédons à des mesures d'effet Hall. Ces expériences nous permettent de déterminer la densité de porteurs dans le puits quantique en fonction de la polarisation électrique de la structure. Nous vérifions ainsi que nous avons bien un contrôle sur la population électronique du puits quantique. Ces résultats, avec l'aide de calculs de bandes, et accompagnés de quelques approximations, permettent de fixer les paramètres du modèle. Nous parvenons à identifier tous les paramètres sauf le temps de vie des TISB qui sera introduit de manière phénoménologique. Ce modèle est ensuite injecté dans le code de calcul électromagnétique. La valeur du temps de vie de la TISB est alors ajustée, ce qui permet de retranscrire le changement de réflectivité observé expérimentalement. Nous pouvons alors séparer les contributions des phonons du puits et des électrons dans l'absorption du rayonnement.

Ces résultats, remarquables pour une première génération de structure peuvent encore être optimisés. Nous discutons l'utilisation d'une telle structure comme détecteur basée sur l'interaction TISB/phonon-polariton de surface.

Nous commençons ce chapitre par une partie dédiée à la fabrication de la structure. Viennent ensuite les mesures optiques en réflectivité pour différents réseaux, puis la caractérisation électrique. Une troisième partie est consacrée à la modélisation de la structure de bande d'une part, et électromagnétique d'autre part, en s'aidant des résultats expérimentaux obtenus. Nous discutons enfin le modèle de TISB ainsi que les pistes obtenues pour les futures générations de structures. Nous proposons d'adapter ce type de structure pour la réalisation de détecteur THz.

2. Nous rappelons que le différentiel de réflectivité $\Delta R/R$ est défini au chapitre 3 par $\Delta R/R = (R_{\max} - R_{\min})/R_{\min}$

5.1 Fabrication

Cette section est consacrée à la fabrication des échantillons qui a été entièrement réalisée au LPN. Les principales étapes sont la croissance de la couche active par épitaxie, la fabrication du réseau de couplage, et enfin le contact électrique de la structure. Ces étapes sont décrites ci-dessous.

5.1.1 Epitaxie

La couche active a été fabriquée par Ulf Gennser dans un bâti d'épitaxie par jet moléculaire spécialement dédié aux matériaux GaAs et AlAs. La structure déposée est schématisée en figure 5.1.

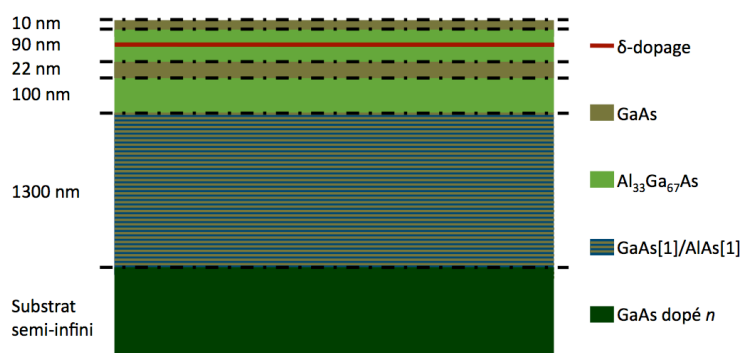


FIGURE 5.1 – Représentation schématique de la couche active déposée par épitaxie.

Sur le substrat de GaAs dopé n , après une petite couche tampon de GaAs dopé, le super-réseau GaAs[1]/AlAs[1] est déposé. Il consiste en une succession de monocouches de GaAs et d'AlAs (d'où les "[1]" dans la dénomination). Ensuite vient la partie quantique composée de deux barrières d'AlGaAs avec 33% d'aluminium, au milieu desquelles s'intercale un puits en GaAs de 22 nm de large. Pour terminer et protéger la structure de l'oxydation (l'aluminium y est très sensible), une couche de protection de 10 nm de GaAs est déposée. Quasiment au milieu de la barrière supérieure (à 40 nm du puits quantique exactement), un plan de δ -dopage est réalisé. Ce plan est une fine couche de dopants qui vont s'ioniser et changer la courbure de la bande de conduction. Cela permet d'augmenter la densité électronique dans le puits quantique. Dans un puits dopé volumiquement, les porteurs sont diffusés par les impuretés dopantes, ce qui entraîne une chute de la mobilité électronique. L'utilisation d'un plan de δ -dopage permet de séparer physiquement les porteurs de charges des donneurs, ce qui diminue fortement la diffusion par les impuretés, et permet d'atteindre de fortes mobilités dans le puits. La quantité de dopant dans le plan est estimée à $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

5.1.2 Fabrication du réseau

Nous avons choisi de fabriquer les premières générations de structure par lithographie optique de manière à avoir une plus large flexibilité en terme de rapidité, accessibilité, et simplicité pour la réalisation de cette étape. Pour ce faire, nous fabriquons par lithographie électronique un masque optique qui contient un réseau de période 4 microns, et un facteur de remplissage de 0.65. Le masque contient aussi divers niveaux pour la réalisation de croix de Van der Pauw (annexe D) qui nous serviront pour mesurer la densité d'électrons dans le puits quantique.

Avec ce masque, nous pouvons passer à la réalisation du réseau métallique pour laquelle nous utilisons une technique classique de "lift-off" dont les étapes sont illustrées en figure 5.2 et décrites ci-dessous.

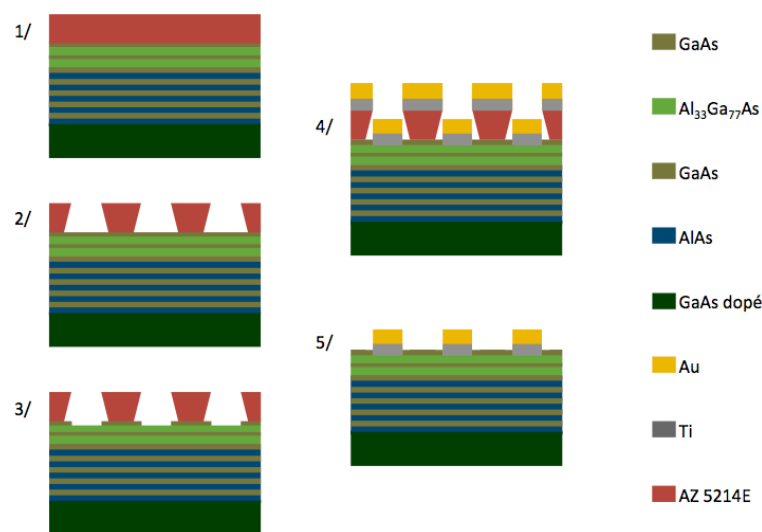


FIGURE 5.2 – Etapes de fabrication du réseau métallique.

1. Après une rapide désoxydation (HCl 37%/H₂O : 1/3, une minute), nous déposons une couche de résine photosensible AZ 5214E (Microchemicals) à la tournette (spin-coating). La vitesse est de 4000 rpm, pendant 30 secondes. Un recuit (une minute à 127°C) permet de dégaser la résine.
2. Nous effectuons alors une lithographie UV à l'aide du masque optique décrit précédemment. Nous désirons déposer du métal puis faire une "lift-off"³. La résine utilisée est inversible de manière à obtenir des flancs de résine comme illustrés en 2/ de la figure 5.2.
3. La couche de protection en GaAs est gravée de manière sélective à l'aide d'une solution composée d'acide citrique/H₂O₂ : 10/1.
4. Directement après l'échantillon est métallisé. Nous déposons une couche de Ti/Au, 200/2000

3. Technique évoquée au chapitre 3

5. L'échantillon est ensuite trempé dans l'acétone qui dissout la résine, et ne laisse que le métal directement en contact avec l'échantillon.

Une fois le process terminé, des images sont prises au microscope optique et électronique pour contrôler la qualité du dépôt. La figure 5.3 montre des images au microscope électronique des réseaux fabriqués :

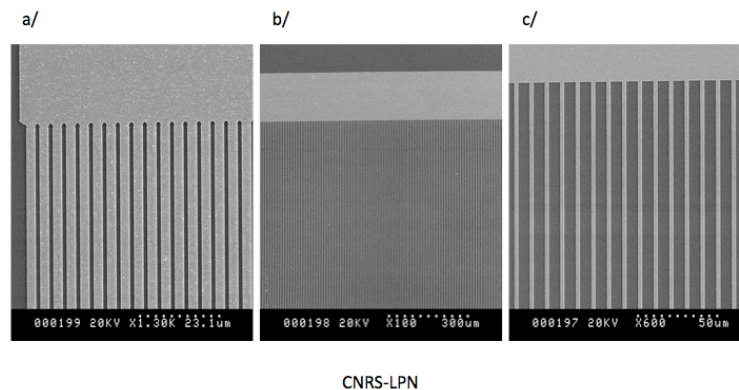


FIGURE 5.3 – Réseaux fabriqués, avec leur pad de contact. a/ Période 4 microns, facteur de remplissage 0.65, b/ et c/ période 10 microns, facteur de remplissage 0.3.

5.1.3 Bonding

Une fois le réseau déposé, il faut le contacter électriquement. Pour se faire, nous avons utilisé un porte-échantillon avec un fond métallique, acheté chez KYOCERA. Des pistes électriques en face avant sont reliées à des pins en face arrière sur lesquels nous pouvons facilement souder des fils électriques. Nous collons l'échantillon sur le fond métallique avec de la laque à l'argent ce qui, grâce au substrat dopé, est suffisant pour obtenir un bon contact électrique. Les pistes électriques sont ensuite reliées à l'échantillon par l'intermédiaire de fils en or ($30\ \mu\text{m}$ de diamètre) qui sont thermo-compressés d'une part sur les pistes du porte-échantillon, et d'autre part sur les pads de contacts déposés sur l'échantillon. La structure terminée, et contactée est montrée en figure 5.4, page 116.

Nous obtenons donc une structure composée d'une couche active (puits quantique unique de 22 nm), une cavité formée par un substrat dopé, un espaceur en super-réseau GaAs[1]/AlAs[1], et un réseau de couplage en or. Ce dernier, d'une surface de $5 \times 5\ \text{mm}^2$, est contacté électriquement. Nous pouvons ainsi appliquer une tension entre le réseau et le substrat, ce qui nous permet de contrôler la densité électronique dans le puits quantique. La partie suivante présente les mesures expérimentales de ce modulateur.

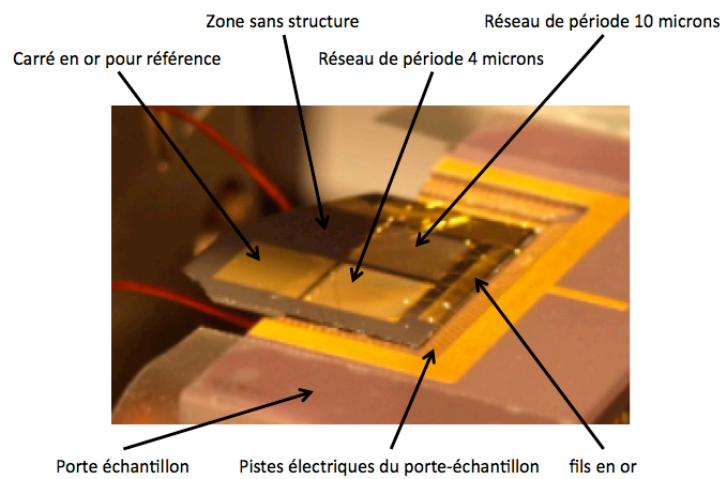


FIGURE 5.4 – Echantillon connecté prêt pour les mesures optiques. Pour placer l'échantillon et son support dans le spectromètre, nous avons été obligé de couper en deux le porte-échantillon, avec l'aide précieuse de l'atelier d'optique de l'IOGS.

5.2 Mesures optiques en réflectivité polarisée

Les échantillons réalisés sont ensuite étudiés en réflectivité polarisée dans le spectromètre à transformée de Fourier. Nous présentons les résultats obtenus pour un réseau d'or de période $4 \mu\text{m}$ avec un facteur de remplissage de 0.65 sur lequel nous avons réalisé l'étude la plus complète. Les mesures sur les autres réseaux (période de $10 \mu\text{m}$ et facteur de remplissage de 0.3, rapidement évoqué en figure 5.3) ne sont pas présentées ici car elles ne montrent pas de modulation de réflectivité significative.

Nous reprenons les paramètres expérimentaux du spectromètre indiqués dans le chapitre 1. En particulier, nous accordons un grand soin quand à l'orientation des traits du réseau par rapport au plan d'incidence. Une tension continue est appliquée à la structure, entre la face avant (réseau métallique) et la face arrière (contact par la laque à l'argent). Cette tension est appliquée par une unité source-mesure Keithley 238. La source de tension et le spectromètre sont tous les deux commandés par ordinateur via un programme développé en Python. Nous présentons en figure 5.5 et ?? les mesures en réflectivité polarisée pour différentes tensions appliquées à la structure et différentes polarisation du champ incident.

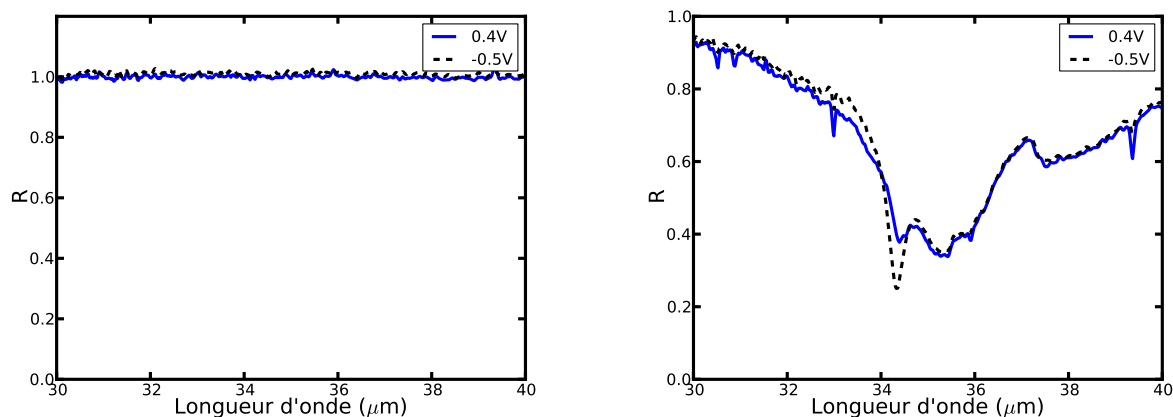


FIGURE 5.5 – Réflectivité du modulateur en polarisation TE (gauche) et TM (droite) pour deux tensions de grilles différentes et pour un angle d'incidence $\theta_i=15^\circ$. Un creux de réflectivité apparaît à $34.34 \mu\text{m}$ et est modulé par la tension de grille. Les creux supplémentaires pour les mesures à 0.4V de tension de grille sont liés à la vapeur d'eau, et ne sont pas corrélés à la polarisation électrique de la structure.

La réflectivité en polarisation TE est équivalente à celle d'un miroir, et n'a pas de dépendance à la tension appliquée à la structure, ce qui est le comportement attendu. En effet dans cette polarisation, nous ne pouvons pas exciter le mode IPhP lié au puits, ce qui est traduit par l'absence de creux dans la réflectivité.

Pour ce qui est de la polarisation TM, lorsque la tension appliquée est négative (i.e. on vide le puits quantique de ses porteurs), on voit le pic d'absorption attendu à $34.34 \mu\text{m}$. Lorsque la tension remonte vers des tensions positives, le creux de réflectivité s'estompe. L'évolution de

la réflectivité en fonction de la tension de grille est représentée en figure 5.6. La différence de réflectivité liée à l'application de la tension ne se voit qu'à cet endroit du spectre. Nous impliquons donc les électrons du gaz 2D comme étant responsables de ce changement de réflectivité. Cette dernière passe de 24.8% à 38.2%, ce qui représente une amplitude de modulation de 13.4% ce qui, pour un puits quantique unique, à température ambiante est très élevé.

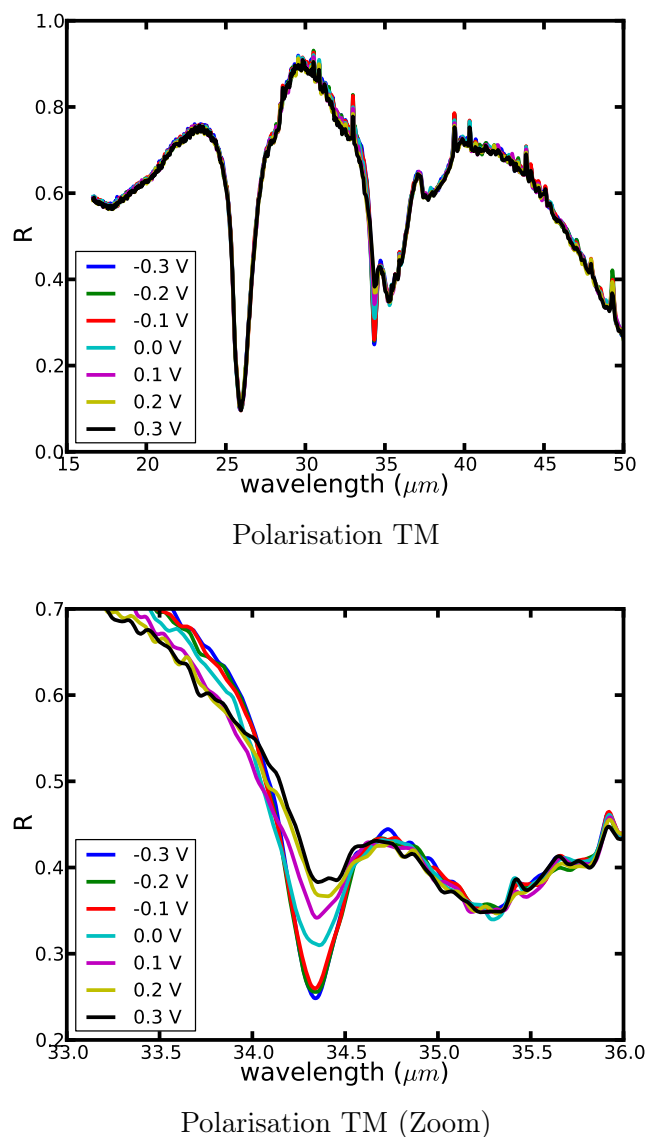


FIGURE 5.6 – Réflectivité en polarisation TM pour des tensions appliquées à la structure allant de -0.3 à 0.3V et pour un angle d'incidence $\theta_i=15$ degrés. A haut, vue générale. Seule la zone autour de 34.34 μm est affectée par la tension appliquée. En bas, vue de détail de la bande spectrale modulée. A résonance, la réflectivité passe de 0.382 à 0.248, soit une amplitude de modulation de 0.134.

Nous voyons également un creux de réflectivité juste au dessus de $35 \mu\text{m}$, qui n'est pas affecté par le changement de la tension appliquée. Une analyse du champ proche à cette fréquence, révèle un fort champ électromagnétique sous le réseau, fortement concentré dans les barrières, ce qui correspond à un plasmon à l'interface métal/barrière.

Un autre mode de représentation de ces données, que nous avons déjà utilisé au chapitre 3 est le différentiel de réflectivité $\Delta R/R$, défini par :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_+ - R_-}{R_-}, \quad (5.1)$$

où R_- est la réflectivité de la structure lorsque le puits est déplété, et R_+ lorsque des porteurs sont présents. Ce rapport est représenté en figure 5.8 en utilisant les données de la figure 5.6. R_- est pris pour une tension de -0.3V .

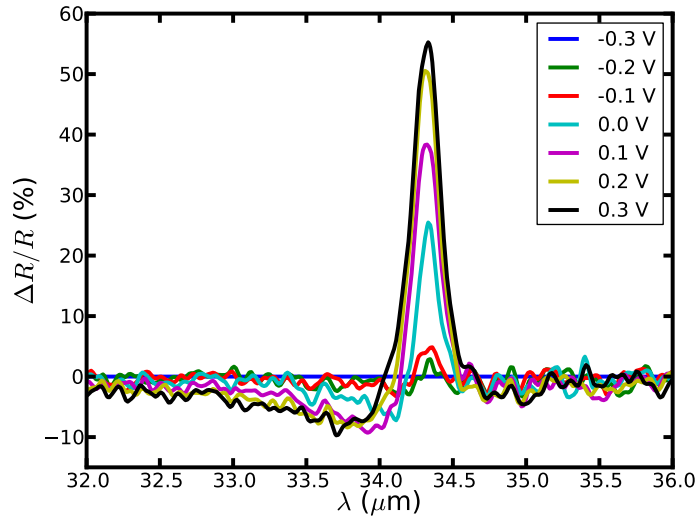


FIGURE 5.7 – Différentiel de réflectivité pour un angle d'incidence $\theta_i=15$ degrés et des tensions allant de -0.3 à 0.3V appliquées à la structure. R_- est pris comme référence pour une tension appliquée de -0.3V .

Le profil de la courbe obtenue est typique d'une résonance de Fano qui suggère une interaction entre un phénomène résonant de faible largeur, et un autre phénomène plus élargi. On trouve ce type de forme dans de nombreux système physique [Miroshnichenko 2010, Luk'yanchuk 2010]. Dans notre cas, nous avons un IPhP de faible largeur spectrale et une TISB très large. L'interaction entre ces deux modes donne naissance à cette forme de résonance dans le différentiel de réflectivité. Nous verrons dans la suite que cette observation se confirme dans la modélisation.

Nous mesurons aussi la réflectivité pour différentes tensions à plusieurs angles. Nous pouvons ainsi obtenir un différentiel de réflectivité $\Delta R/R$ en fonction de l'angle d'incidence (figure 5.8).

Cette large acceptation angulaire est un atout certain pour un modulateur. Nous avons prédit théoriquement, étant donné la relation de dispersion plate du mode IPhP dans le puits quantique, que le couplage entre le champ propagatif et le mode IPhP était quasi-indépendant

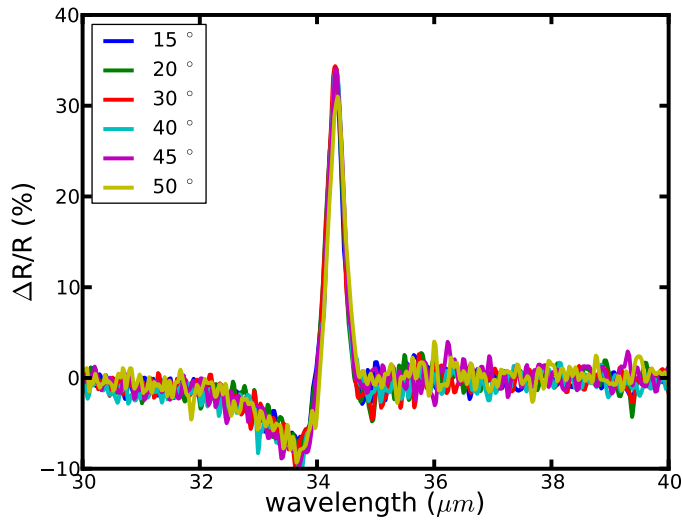


FIGURE 5.8 – Différentiel de réflectivité entre -0.1 et 0.5V pour différents angles de mesures. Le différentiel est quasi-indépendant de l'angle d'incidence.

de l'angle. Ceci est confirmé par les mesures expérimentales. De plus, les TISB possédant une fréquence fixe, la modulation fonctionne aussi sur une large plage angulaire.

Nous allons maintenant passer à la modélisation électromagnétique de la structure.

5.3 Modélisation des propriétés optiques

Dans cette partie, nous modélisons la réponse électromagnétique de la structure en incluant la contribution des TISB. Nous procédons dans l'ordre par un ajustement des calculs théoriques aux mesures à tension négative en faisant l'approximation d'un puits entièrement déplété, et nous obtenons ainsi des paramètres optimum pour la fonction diélectrique du super-réseau, du substrat, ainsi que le facteur de remplissage du réseau. Ensuite, nous intégrerons au calcul la contribution du gaz 2D d'électron. Pour cela, nous introduisons la forme de la fonction diélectrique permettant de décrire cette contribution. Nous décrivons les mesures, calculs et approximations employés pour fixer le plus de paramètres possible. Après cette étape, il ne nous reste qu'un seul paramètre ajustable : le temps de vie de la TISB que nous ajustons aux mesures expérimentales.

5.3.1 Modélisation optique du super-réseau

Nous avons considéré dans le chapitre 4 que le super-réseau GaAs[1]/AlAs[1] possédait le comportement optique d'un alliage. Cependant, ce modèle semble clairement incomplet⁴. Nous trouvons en effet un fort désaccord entre les paramètres obtenus pour décrire les mesures sur les

4. Nous donnons plus de détails en annexe E, et ne présentons ici que les grandes lignes de ce problème.

couches sans et avec réseau. En pratique, nous mesurons la réflectivité de l'échantillon sur une zone sans réseau, puis à l'aide d'une routine d'optimisation [Boggs 1992] nous déterminons les paramètres pilotant la fonction diélectrique du super-réseau. L'accord entre mesure et théorie est alors excellent en polarisation TE, mais moins bon en polarisation TM.

Si nous utilisons directement les paramètres obtenus par l'optimisation sur les couches planes pour le calcul de la structure avec réseau, l'accord avec la réflectivité expérimentale est mauvais. Nous essayons alors la procédure inverse : nous effectuons une optimisation pour la structure avec réseau (en prenant soin de prendre la réflectivité expérimentale avec un puits déplété) et déduisons des paramètres pour le super-réseau. Le calcul pour une couche plane donne alors des résultats médiocres.

Dans la littérature il existe aussi d'autres modèles proposant des constantes diélectrique anisotropes pour les super-réseaux. Nous avons procédé aux mêmes calculs, et nous concluons que le meilleur modèle reste celui d'un alliage. Ceci est abordé en annexe E. Bien que ce dernier soit manifestement incomplet, nous gardons cette description. En effet, s'il ne permet pas de trouver un jeu de paramètres adaptés à l'ensemble des mesures sans et avec réseau, l'accord entre la réflectivité théorique et expérimentale après un ajustement est très bon, pour une structure donnée (avec ou sans réseau). Les paramètres obtenus par l'optimisation restent très proches des valeurs initiales issues de la littérature pour un alliage, et restent cohérent entre eux. Dans la figure 5.9 nous présentons la comparaison entre la réflectivité expérimentale et la réflectivité ajustée pour la structure avec réseau. Les paramètres obtenus par l'ajustement sont donnés dans le tableau 5.1.

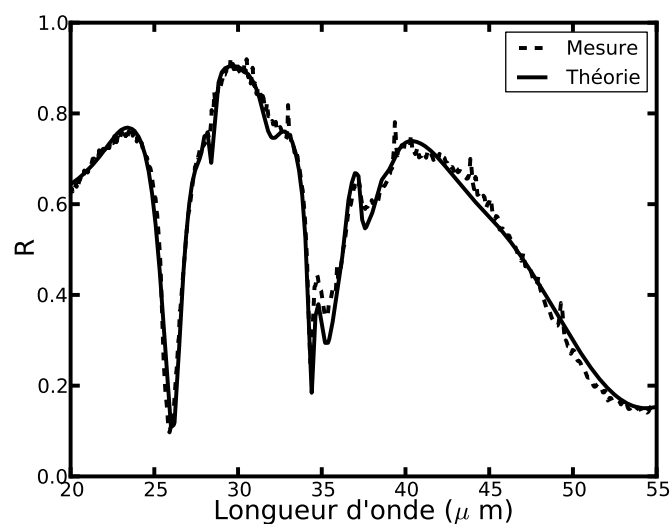


FIGURE 5.9 – Réflectivité expérimentale de la structure A pour une tension appliquée de $-0.3V$ et un angle d'incidence θ_i de 15 degrés comparée à un calcul avec les paramètres obtenus par ajustement, et indiqués dans le tableau 5.1. L'onde incidente est polarisée TM.

Enfin notons quelques approximations effectuées. En particulier, la résonance du mode IPhP

Paramètre	Valeur initiale	Valeur ajustée	Erreur
N_e ($\times 10^{18}$ cm $^{-3}$)	1.46	1.45	± 0.002
T_e (cm $^{-1}$)	69	56.9	± 0.25
ω_{L1} (cm $^{-1}$)	271.32	271.24	± 0.2
ω_{L2} (cm $^{-1}$)	388.19	380.6	± 0.1
ω_{T1} (cm $^{-1}$)	262.28	259.2	± 0.2
ω_{T2} (cm $^{-1}$)	360.95	355.7	± 0.1
γ_{L1} (cm $^{-1}$)	7.31	3.48	± 0.1
γ_{L2} (cm $^{-1}$)	7.7	3.55	± 0.1
γ_{T1} (cm $^{-1}$)	12.07	6.3	± 0.2
γ_{T2} (cm $^{-1}$)	9.29	3.4	± 0.1
ε_∞	9.7	8.83	± 0.04
F	0.67	0.668	± 0.001

TABLE 5.1 – Paramètres libres utilisés pour l'ajustement présenté en figure 5.9.

vers $34.34 \mu\text{m}$ ne tombe pas exactement au même endroit entre simulation et calcul. Nous pouvons corriger cela en modifiant légèrement la fréquence du phonon optique longitudinal de GaAs. Nous obtenons un très bon accord pour $\omega_L = 291.7 \text{ cm}^{-1}$, au lieu de 292.1 selon les données issues de Palik[Palik 1985]. Cette valeur est similaire à celle que nous avons obtenu expérimentalement des mesures de réflectivité sur couche plane au chapitre 2 (291.76 cm^{-1}), ce qui nous conforte sur cette valeur. Il faut noter que le gaz 2D n'est déplété que sous les grilles de la structure. Cela signifie que le gaz et les TISB qui ne sont pas en dessous des plots du réseau ont une contribution dans la réflectivité mesurée. Cette dernière est en quelque-sort "intégrée" dans cet ajustement et cette intégration est difficilement évitable dans notre démarche. Notons que lorsque nous modifierons la fonction diélectrique du puits, ceci ne sera fait que sous les traits du réseau métallique, puisque l'application de la tension se fait uniquement sous ces derniers. Nous allons garder les paramètres indiqués dans cette partie pour le reste de ce chapitre.

5.3.2 Propriétés électroniques de la structure

Tournons nous maintenant vers la contribution des TISB dans le puits quantique. Nous pouvons obtenir un modèle de fonction diélectrique macroscopique traduisant les propriétés optiques du puits quantique. L'obtention de ce modèle est précisé en annexe C. Nous nous contentons ici de rappeler le résultat pour mettre en évidence les paramètres du modèle dont nous avons besoin. Nous allons ensuite décrire comment nous pouvons déterminer certains paramètres de manière expérimentale, et d'autre par extrapolation sur ces mesures expérimentales.

Le paramètre le plus facilement accessible expérimentalement est la densité du gaz d'électrons que nous pouvons obtenir par des mesures d'effet Hall en fonction de la tension appliquée sur la structure. Sont ensuite présentés des calculs de bandes se basant sur cette densité totale qui nous permettent de déterminer l'évolution d'autres paramètres. Nous verrons que les mesures mettent en évidence la limite des calculs de bandes sous polarisation électrique, ce qui nous pousse à faire une hypothèse sur la répartition des porteurs dans les sous-bandes du puits quantique. Enfin nous intégrons ce modèle dans le code de calcul électromagnétique, où il ne nous reste plus qu'un paramètre à ajuster. Les résultats obtenus transcrivent bien le comportement observé, et ce avec un ensemble de valeurs réalistes pour tous les paramètres.

5.3.2.1 Modèle de fonction diélectrique pour le puits quantique

La fonction diélectrique du puits quantique contient la contribution de matériau composant le puits, ici GaAs, et une contribution supplémentaire liée au électrons confinés dans le puits. Ces termes supplémentaires liés au gaz 2D se séparent en deux parties distinctes. Dans la direction parallèle aux interfaces, les électrons ont un mouvement libres dans le puits. Par contre, dans la direction perpendiculaire à l'interface, de part le confinement spatial, le mouvement des électrons est restreint. Ils peuplent des sous-bandes d'énergie discrètes entre lesquelles des transitions ont lieu. Le puits quantique est donc considéré comme un matériau anisotrope uniaxial [Chen 1976, Kane 1988]. L'axe principal étant perpendiculaire aux interfaces, nous définissons $\epsilon = \epsilon_{\alpha\beta}$ ($\alpha = x, y, \beta = z$) par :

$$\epsilon = \epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\beta} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Les électrons libres selon les directions parallèles au puits contribuent à la fonction diélectrique sous la forme d'un plasma modélisé par un terme de Drude :

$$\epsilon_{\alpha} = \epsilon_{\text{GaAs}} - \frac{\omega_p^2}{\omega + i\gamma_{el}\omega} \quad (5.3)$$

Nous retrouvons le même type de description que pour un semiconducteur dopé n . La densité électronique dans la fréquence plasma étant la densité du gaz 2D. Un terme de pertes γ_{el} est associé aux électrons du gaz 2D.

Pour les électrons confinés dans la direction perpendiculaire au puits, un modèle de Drude n'est pas approprié. La contribution, liée aux transitions intersubbandes est de type résonante et peut être décrite par un oscillateur de Drude-Lorentz :

$$\varepsilon_\beta = \varepsilon_{\text{GaAs}} - \sum_{n,n'} \frac{f_{nn'} \omega_p'^2}{\omega^2 - \omega_{nn'}^2 + i\gamma_{\text{isb}}\omega} \quad (5.4)$$

La somme porte sur toutes les transitions d'un niveau n vers un niveau n' possibles, $\omega_{nn'}$ est la fréquence de la transition. Le terme plasma est défini de manière différente de celle que nous avons déjà utilisée :

$$\omega_p'^2 = \frac{(N_n - N_{n'})e^2}{a\varepsilon_0 m^*} \quad (5.5)$$

Les termes N_n et $N_{n'}$ représentent les densités électroniques dans les sous-bandes n et n' , et a la taille du puits quantique. La contribution de la transition est directement proportionnelle à la différence de population entre les sous-bandes. Ceci est très bien illustré dans l'étude de Todorov et al. [Todorov 2010]. La force d'oscillateur $f_{nn'}$, traduisant le moment dipolaire de la transition, pilote aussi l'intensité de la contribution. Enfin, le temps de vie fini de la transition est décrit par γ_{isb}^{-1} , et traduit son élargissement en énergie. Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à la transition entre la sous-bande 1 et la sous-bande 2⁵.

Les paramètres du modèle sont résumés dans le tableau 5.2, avec leur moyens d'obtention que nous allons détailler dans la suite.

Paramètre	N_{tot}	N_{s1}	N_{s2}	f_{21}	ω_{21}	γ_{isb}	γ_{el}
Obtention	H	E/H	E/H	B	B	A	E/H

TABLE 5.2 – Paramètres du modèle de fonction diélectriques pour le gaz 2D d'électrons. Les significations des lettres sont les suivantes : H = mesures Hall, B = Calculs de bandes, A = Ajustement (paramètre libre), et E/H = extrapolation à partir des mesures Hall.

5.3.2.2 Mesures Hall

Nous fabriquons, sur l'échantillon, des croix de Van Der Pauw. Le procédé de fabrication, ainsi que le principe de la mesure sont décrits en annexe D. Ces mesures nous donnent accès à des valeurs expérimentales de la densité de porteurs dans le puits, la résistance de couche du gaz 2D, et sa mobilité électronique. Nous avons mesuré les dispositifs sans grille et avec une grille flottante à température ambiante, sur un banc de mesure sous pointes au LPN. Les résultats des mesures à potentiel nul sont présentés dans le tableau suivant :

Paramètres	Valeurs mesurées	
	Sans grille	Avec grille flottante
densité (cm^{-2})	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{11}$	$(1 \pm 0.1) \times 10^{11}$
mobilité ($\text{cm}^{-2}/\text{V/s}$)	8315 ± 75	8497 ± 140
résistance de couche (Ω/\square)	5563 ± 31	6055 ± 53

5. L'énergie de la transition 2→3 se situe autour de $20 \mu\text{m}$ et n'apparaît pas sur les mesures expérimentales. Nous négligeons donc la contribution de cette transition par la suite.

Ces valeurs sont typiques d'un gaz bidimensionnel d'électron. La mobilité à température ambiante est relativement bonne. Cela signifie que les contacts ohmiques ont diffusés jusqu'au gaz. Nous avons aussi vérifié que deux dispositifs étaient bien isolés l'un de l'autre, ce qui confirme que les contacts n'ont pas diffusé jusqu'au substrat dopé. Nous mesurons donc bien le gaz 2D. Les caractéristiques courant-tension relevées lors des mesures Hall sont linéaires ce qui traduit l'ohmicité des contacts et la qualité de la couche épitaxiée.

Des mesures sont aussi effectuées sous polarisation électrique (cf. Annexe D) et nous donnent accès à la densité de porteurs en fonction de la tension appliquée sur le réseau. Ces valeurs sont représentées en figure 5.10.

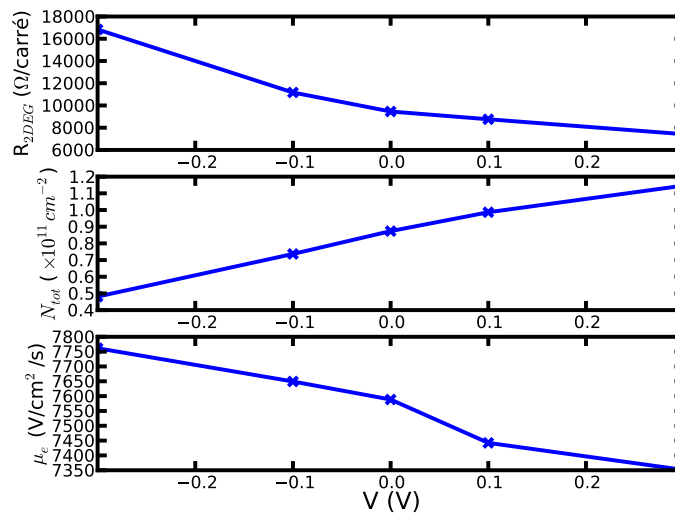


FIGURE 5.10 – Mesure Hall par méthode Van der Pauw de la résistance de couche du gaz 2D (R_{2DEG}), de la densité de porteurs totale (N_{tot}) dans le puits, et de la mobilité (μ_e) en fonction de la tension de grille appliquée entre la grille et le substrat.

Ces résultats sont cohérents. En particulier, nous retrouvons pour une polarisation électrique de grille nulle la densité déjà mesurée avec la grille flottante. A partir de la mobilité électrique nous pouvons aussi déduire un taux de relaxation des électrons dans le plasma (γ_{el}). La variation relative de la mobilité est relativement faible, et nous pouvons considérer que γ_{el} est constant sur la plage de tension considérée. Cela est principalement dû à la faible densité de porteurs dans le puits. Une mobilité de $7500 \text{ V}/\text{cm}^2/\text{s}$ donne un taux de relaxation de 2 cm^{-1} environ. Seulement, la mobilité électrique est bien souvent différente de la mobilité optique. Ces différences peuvent aller jusqu'à un ordre de grandeur. Nous prendrons arbitrairement une valeur moyenne de 10 cm^{-1} . Ce choix arbitraire se justifie par la suite, car les calculs restent peu dépendants de ce paramètre.

A ce stade, nous avons déterminé la densité totale de porteurs dans le puits expérimentalement. De la mobilité nous avons extrapolé un taux de relaxation des électrons dans le gaz 2D, selon les directions parallèles aux interfaces du puits. La contribution du plasma d'électron

est donc entièrement décrite. Nous n'avons pas directement accès aux paramètres pilotant la contribution des TISB, mais, connaissant la densité de porteurs dans le puits, nous pouvons calculer la structure de bande de la couche pour y avoir accès. C'est ce que nous allons décrire dans la suite.

5.3.2.3 Calculs de bande

Le diagramme de bande se détermine à l'aide de l'équation de Poisson de manière classique, puis dans les endroits où des effets quantiques sont attendus, l'équation de Schrödinger entre en compte. Cette dernière redéfinit la répartition des porteurs. L'équation de Poisson est alors recalculée avec la nouvelle distribution de porteurs, donnant un nouveau potentiel, et ainsi de suite jusqu'à ce que les calculs convergent vers une solution stable. Pour effectuer ces calculs nous utilisons un code libre, 1D-Poisson, développé par G. Snider [Tan 1990]⁶. Ce code est dédié aux structures de type GaAs/AlGaAs, mais d'autres matériaux peuvent être ajoutés, en précisant les constantes de matériaux nécessaires. Ces valeurs peuvent être trouvées dans la revue de Vurgaftman et al. [Vurgaftman 2001]. Les calculs effectués par 1D-Poisson permettent d'obtenir la densité de porteurs dans le puits quantique, les niveaux d'énergie des électrons (par rapport au niveau de Fermi dans la structure) et les fonctions d'ondes électroniques associées à ces niveaux d'énergie. Nous pouvons dériver de ces résultats la distribution des porteurs dans chacune des sous-bandes et la force d'oscillateur pour les transitions électroniques. En ajustant la quantité de donneurs ionisés dans le plan de δ -dopage, nous obtenons les bonnes densité de porteurs dans le puits quantique. Dans le cas sans grille, avec un potentiel de surface de 0.7V, une densité de donneur ionisé de $9.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nous obtenons une densité de $1.18 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dans le puits quantique. Ensuite, nous gardons la même densité de dopant, et obtenons une bonne correspondance entre la quantité de porteurs calculée et mesurée ($0.88 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) pour un potentiel de surface de 0.89 V, ce qui est une valeur raisonnable pour un contact métal/Al₃₃Ga₆₇As.

6. Code disponible sur plusieurs plateformes (Linux, Mac OSX et PC) à l'adresse suivante : <http://www.nd.edu/~gsnider/>

Le diagramme de bande calculé par 1D-Poisson est illustré en figure 5.11 (haut) dans le cas d'une grille déposée à la surface directement sur AlGaAs. Les fonctions d'ondes, sont tracées en figure 5.11 (bas) avec une valeur nulle⁷ égale à l'énergie du niveau correspondant.

Nous pouvons alors calculer l'énergie de transition avec la force d'oscillateur, et la différence de populations entre les sous-bandes 1 et 2 qui nous intéressent ici.

Transition	ω_{12} (meV)	f_{12}	$N_{s1} - N_{s2}$ ($\times 10^{11}$ cm $^{-2}$)
1 \rightarrow 2	35.1	0.95	0.678

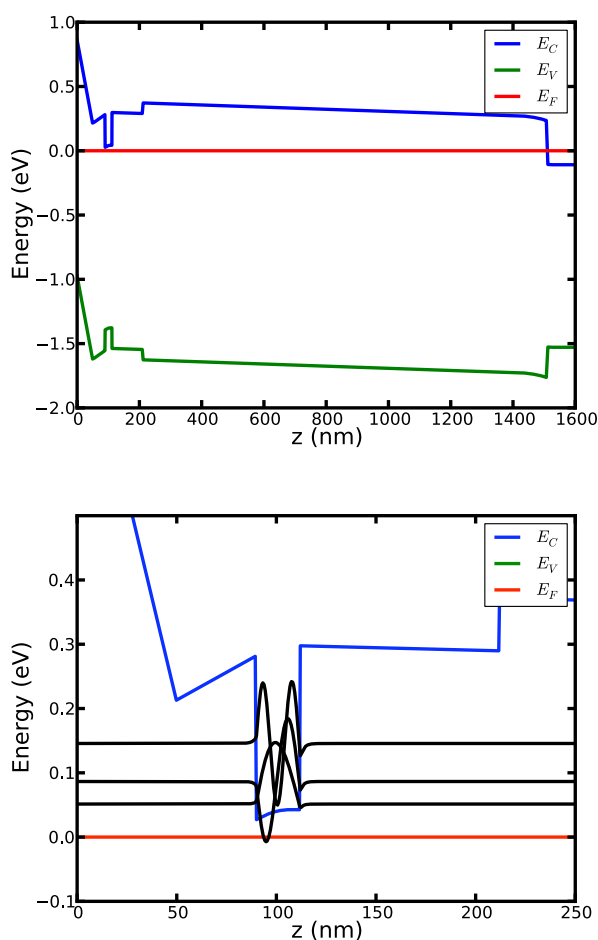


FIGURE 5.11 – Structure de bande de la structure sous la grille (haut), avec représentation des fonctions d'ondes (en bas, courbes noires) dont la valeur moyenne correspond à l'énergie du niveau. Les sous-bandes 1, 2 et 3 sont respectivement à 51.35 meV, 86.465 meV et 145.62 meV du niveau de Fermi.

7. Les fonctions d'ondes sont nulles à l'extérieur du puits.

Une fois le potentiel de surface et la densité du plan de δ -dopage déterminée, nous pouvons faire des calculs en simulant une tension appliquée à la structure. Nous nous heurtons ici à une limite des calculs de bandes. La résolution de Schrödinger-Poisson couplé est limitée à un niveau de Fermi constant. Or sous l'application d'une tension, ce dernier varie (linéairement pour une structure de résistance constante). Dans 1D-Poisson, l'application d'une tension ne peut se faire que de manière artificielle en faisant varier le potentiel de surface. Cette approximation peut cependant être valable dans le cas de faibles tensions appliquées, lorsque le courant parcourant la structure est négligeable. Dans notre cas, au dessus d'une tension de grille de 0.2V, le courant n'est plus négligeable, et la modélisation par 1D-Poisson sera clairement fautive. La calibration du calcul de bande pour une polarisation électrique nulle est donc justifiée, et les résultats obtenus peuvent être utilisés avec confiance. Par contre, les résultats obtenus en simulant la tension de grille doivent être pris avec précaution. Ces prédictions se révèlent toutefois utiles pour donner les tendances de l'évolution des différents paramètres du gaz 2D, que nous représentons en figure 5.12.

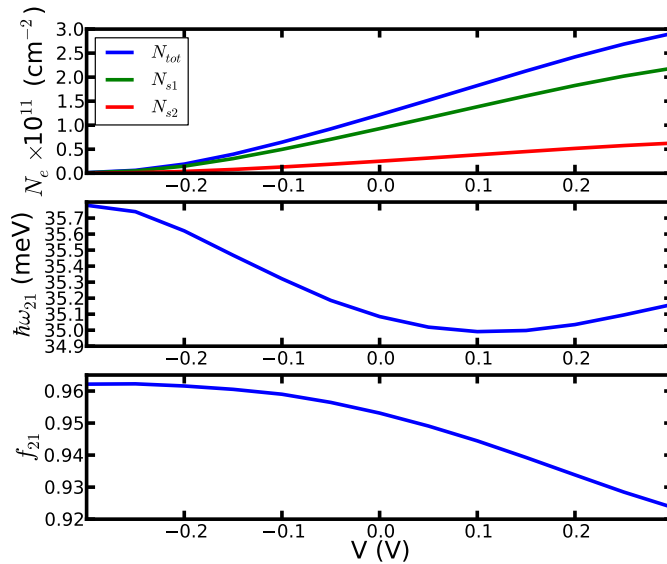


FIGURE 5.12 – Evolution de la densité de porteurs N_e dans le puits, de l'écart d'énergie entre les niveaux 1 et 2, ainsi que de la force d'oscillateur f_{12} de la transition entre ces deux niveaux en fonction de la tension appliquée à la structure. Nous distinguons la densité de porteur totale N_{tot} , les densité de porteurs N_1 et N_2 respectivement dans les sous-bandes 1 et 2.

La principale action de la tension est de modifier la population électronique du puits quantique. Cela se comprends assez bien : l'application d'une tension négative a pour effet de relever la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi. Or les porteurs obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, lorsque le fond du puits quantique s'éloigne du niveau de Fermi, la densité de porteurs chute. L'effet inverse est obtenu en appliquant une tension positive, on abaisse la bande de conduction, ce qui rapproche le fond du puits du niveau de Fermi, et donc augmente

la densité de porteurs dans le puits. Comme nous l'avions prévu, le calcul de bande ne permet pas de traduire les mesures Hall sous tension. En effet, les calculs prédisent une déplétion du gaz 2D pour une tension de -0.3V ($N_{\text{tot}} \approx 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$), alors que les mesures montrent que l'on a encore une densité de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ électrons dans le gaz à cette tension. Aussi, pour une tension de 0.3V , le nombre de porteurs est sur-estimé par rapport aux mesures ($N_{\text{tot}} \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ contre $1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Nous pouvons tout de même tirer des tendances de ces résultats. Le calcul semble donner des bornes supérieures pour les densités électroniques, et nous pouvons émettre l'hypothèse que les autres paramètres tirés du calcul sont aussi des bornes supérieures par rapport au comportement réel. Nous obtenons donc des ordres de grandeur et des valeurs limites des variations des paramètres du système.

Par exemple nous sondons par ces calculs de bande l'effet Stark sur notre structure, c'est-à-dire l'évolution de l'écart d'énergie entre les sous-bandes en, fonction de la tension appliquée. Cet effet sur notre puits est faible, et l'écart entre les deux premières sous-bandes ne change pas de plus de 2% de l'énergie calculée à polarisation nulle. L'effet Stark s'accompagne aussi d'une modification des fonctions d'ondes et donc de leur recouvrement, qui est traduit dans la force d'oscillateur. Cette dernière est dépendante de la tension appliquée à la structure. Dans notre cas, l'effet Stark étant faible, le changement de force d'oscillateur est aussi faible (4%).

Pour la suite, nous négligerons cet effet Stark et garderons une valeur constante de l'énergie de transition $\hbar\omega_{21}$ entre les sous-bandes 1 et 2 (35.1 meV), et une force d'oscillateur f_{12} constante à 0.95. Notons que l'énergie de transition est inférieure à l'énergie du phonon optique de GaAs (36.13 meV). Cependant comme nous travaillons à température ambiante, nous pouvons nous attendre à ce que la distribution en énergie du niveau soit relativement large, ce qui peut permettre l'interaction avec les phonons optiques polaires et l'IPhP d'interface, qui est aussi à une énergie proche. Le faible effet Stark, entraînant une énergie de transition quasi-constante, ne nous permet pas de sonder l'intensité du couplage entre la TISB et les modes de phonons optique et phonon-polaritons d'interface. Nous discuterons ce problème plus en détail dans la partie consacrée à l'interprétation des résultats du modèle.

5.3.2.4 Densité électroniques dans les sous-bandes

Il nous reste maintenant à déterminer les densités de porteurs dans les deux premières sous-bandes. Cette densité par sous-bande se calcule facilement si l'on connaît l'écart entre l'énergie de la sous-bande et le niveau de Fermi. Pour cela on définit une densité critique, qui correspond au remplissage maximum d'une sous-bande. Cette densité est donnée par [Rosencher 2002] :

$$N_c = \frac{m_{\text{eff}} k_B T}{\pi \hbar^2} \quad (5.6)$$

Ensuite pour trouver la densité N_{sn} dans la sous-bande n , cette densité critique est multipliée par la distribution de Fermi-Dirac intégrée de l'énergie E_n de la sous-bande (par rapport au niveau de Fermi) à l'infini.

$$N_{\text{sn}} = N_c \int_{E_n}^{+\infty} F(E) dE = N_c \log \left[1 + \exp \left(\frac{-E_n}{k_B T} \right) \right], \quad (5.7)$$

où $F(E)$ représente la distribution de Fermi-Dirac.

Si l'on impose une différence fixe d'énergie entre la sous-bande 1 et la sous-bande 2, ce qui est notre cas (on néglige l'effet Stark), on peut calculer la densité dans les sous-bandes 1 et 2 en fonction de l'énergie E_1 . On impose alors E_2 telle que $E_2 = E_1 + 35.1\text{meV}$. Nous allons montrer, sous cette hypothèse⁸, que les densités dans les deux premières sous-bandes normalisées à la densité totale d'électrons dans le puits sont quasi-constantes. La différence de population entre les deux sous-bandes, normalisée à la population totale, est alors constante. Nous traçons donc l'équation 5.7 pour les deux sous-bandes en fonction de l'énergie de la sous-bande 1 au dessus du niveau de Fermi, normalisée à la densité totale, soit (N_{s1}/N_{tot}) et (N_{s2}/N_{tot}) en figure 5.13. Nous reportons aussi leur différence $(N_{s1} - N_{s2})/N_{tot}$.

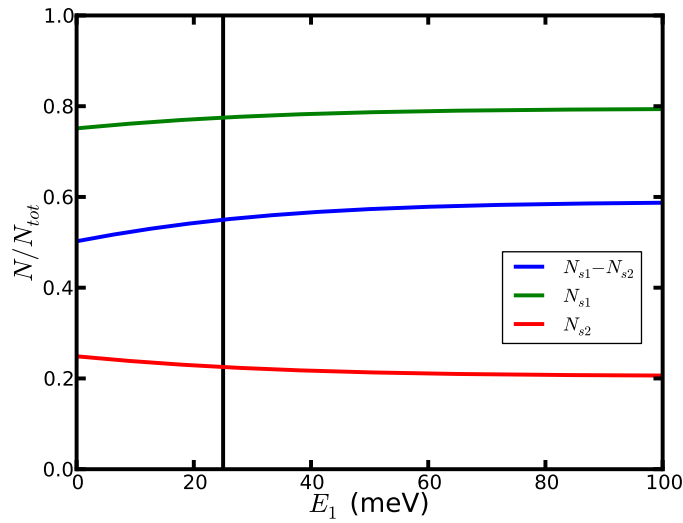


FIGURE 5.13 – Evolution de la densité de porteurs dans les deux premières sous-bandes en fonction de l'énergie de la première sous-bande E_1 par rapport au niveau de Fermi. Nous fixons la différence d'énergie entre E_2 (énergie de la deuxième sous-bande) et E_1 à 35.1 meV. Nous trouvons alors des rapports simples, valides pour une énergie E_1 supérieure à 25 meV (trait vertical noir) au dessus du niveau de Fermi : $N_{s1} \approx 5N_{tot}/6$, $N_{s2} \approx N_{tot}/6$.

Nous obtenons, pour une énergie E_1 supérieure à 25 meV, des rapport simples reliant la densité de porteurs totale dans le puits (mesurée) aux densités des deux sous-bandes : $N_{s1} \approx 5N_{tot}/6$, $N_{s2} \approx N_{tot}/6$. Nous obtenons ainsi des valeurs de densité dans les sous-bandes à partir des valeurs expérimentales par effet Hall, et indépendamment des calculs de bandes que nous savons peu pertinents hors polarisation électrique nulle. Toutefois, ce sont ces calculs qui valident la condition $E_1 > 25\text{meV}$ en donnant les bornes inférieures et supérieures de l'énergie de la sous-bande 1 : $26\text{meV} < E_1 < 141\text{meV}$ pour la tension de grille variant de -0.3 à 0.3V.

Le seul paramètre restant est le taux de relaxation des TISB, γ_{isb} . Des valeurs expérimentales peuvent être obtenues par différents moyens, par saturation spectrale ("Spectral Hole

8. Nous négligeons aussi les populations des sous-bandes supérieures qui sont de plusieurs ordres de grandeur inférieures aux populations des deux premières sous-bandes à polarisation nulle. De ce fait, $N_{s1} + N_{s2} = N_{tot}$.

Burning") [Julien 1988], spectroscopie Raman [Oberli 1987] ou absorption directe [West 1986], seulement ces techniques expérimentales sont relativement lourdes à mettre en place. De plus nous travaillons à une énergie proche de la fréquence du phonon optique longitudinal de GaAs ce qui rendra l'analyse difficile. Notons aussi que ces techniques seront sensibles aux phonons de type GaAs qui sont présents dans les barrières et le super-réseau. Ce taux de relaxation des TISB γ_{isb} sera donc le seul paramètre libre de la contribution des TISB aux propriétés optiques de la structure.

5.3.3 Introduction d'une TISB dans le puits

Le calcul de la structure complète avec introduction de la fonction diélectrique anisotrope pour le puits quantique est effectué à l'aide du code RMCA [Pardo]. Les calculs sont effectués pour simuler des tensions de +0.3V et -0.3V. Les taux de relaxation des TISB sont adaptés pour chacune des deux tensions. Le résultat est illustré en figure 5.14.

Les taux de TISB utilisés dans les calculs sont respectivement 300 cm^{-1} et 100 cm^{-1} pour -0.3 et +0.3V. Cela correspond à des temps de vie $\tau_{\text{isb}} = 1/\gamma_{\text{isb}}$ de la transition de 110 fs et 330 fs. Nous trouvons que la transition est plus rapide lorsque le puits est dépeuplé.

Cela s'explique par le remplissage des niveaux de transition. Ainsi lorsque la densité dans la sous-bande 1 augmente, le nombre d'états vides disponibles pour que les électrons de la sous-bande 2 relaxent vers la sous-bande 1 est moins important, ce qui augmente le temps de vie de la transition. Cet effet a été observé par Levenson et al. [Levenson 1990].

Nous pouvons comparer les différentiels de réflectivité théoriques et expérimentaux, ce qui est fait en figure 5.15, page 133. L'accord entre les deux différentiels est excellent.

Notons que le différentiel de réflectivité présente les caractéristiques d'une résonance de Fano qui traduit l'interaction entre une résonance fine et une résonance très large. Dans notre cas, ce sont respectivement l'IPhP et la TISB. Rappelons que γ_{isb} représente aussi la largeur de la transition, et nous voyons que cette largeur est de l'ordre de la fréquence de résonance pour une tension appliquée de 0.3V : $\omega_{12} \approx \gamma_{\text{isb}} \approx 300 \text{ cm}^{-1}$. Cela traduit une résonance très amortie et très aplatie. Pour illustrer ces propos, nous pouvons regarder la modification de la fonction diélectrique créée par la TISB. Sur la figure 5.16, 133, nous comparons les parties réelles et imaginaires de la composante z de $\epsilon(\omega)$ à celles de GaAs. La contribution de la TISB se ressent particulièrement sur la partie imaginaire.

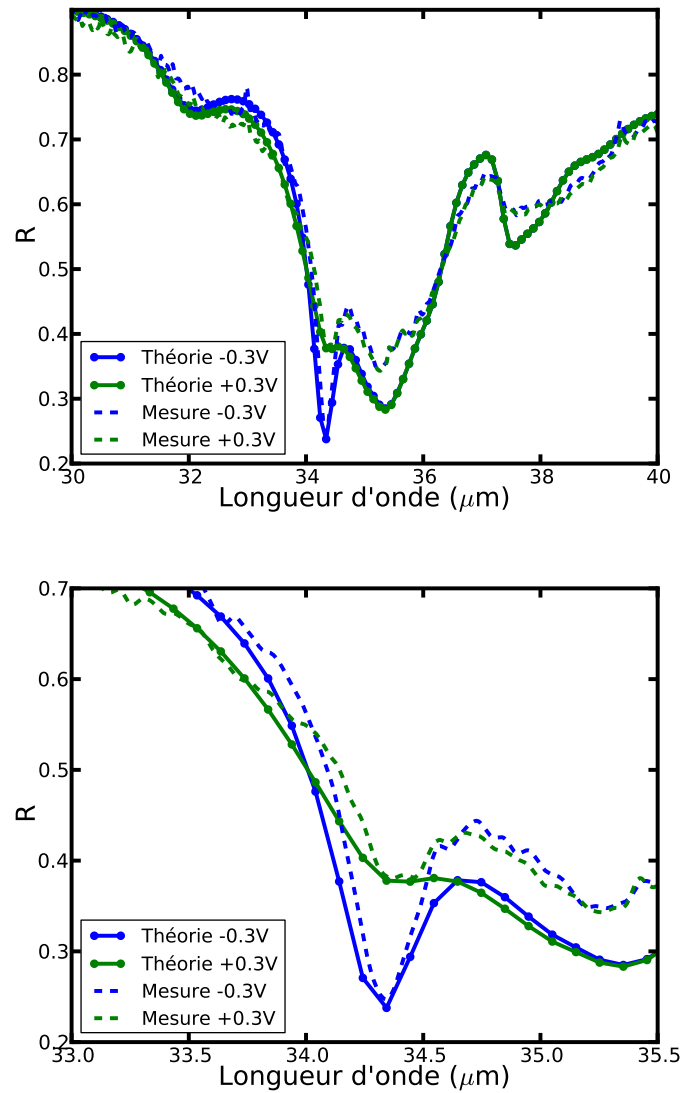


FIGURE 5.14 – Réflectivité expérimentale et théorique en fonction de la tension appliquée à la grille. En haut, l'effet de la TISB n'est visible qu'entre 32 et 35 microns. Ailleurs, expérimentalement et théoriquement, les réflectivités à $\pm 0.3\text{V}$ sont similaires. En bas, une vue de détail sur la résonance montre que les paramètres utilisés dans les calculs traduisent précisément les amplitudes des résonances aussi bien pour la tension positive que pour la tension négative.

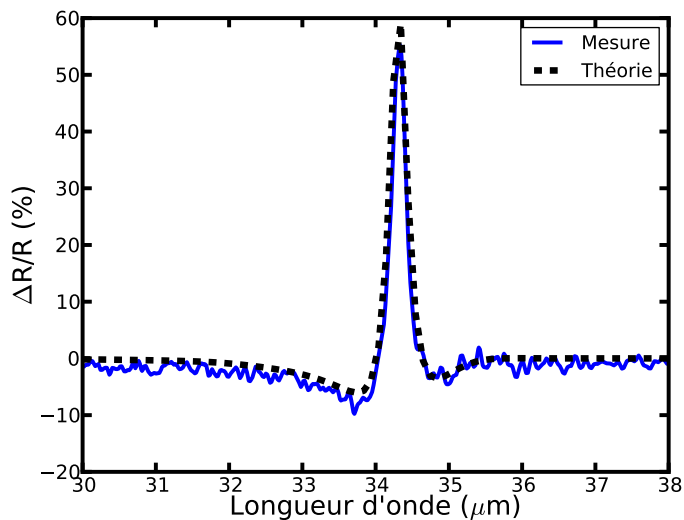


FIGURE 5.15 – Différentiel de réflectivité en pourcent, théorique et expérimental. Le bon accord observé sur les réflectivité en figure 5.14 est directement traduit dans cette figure.

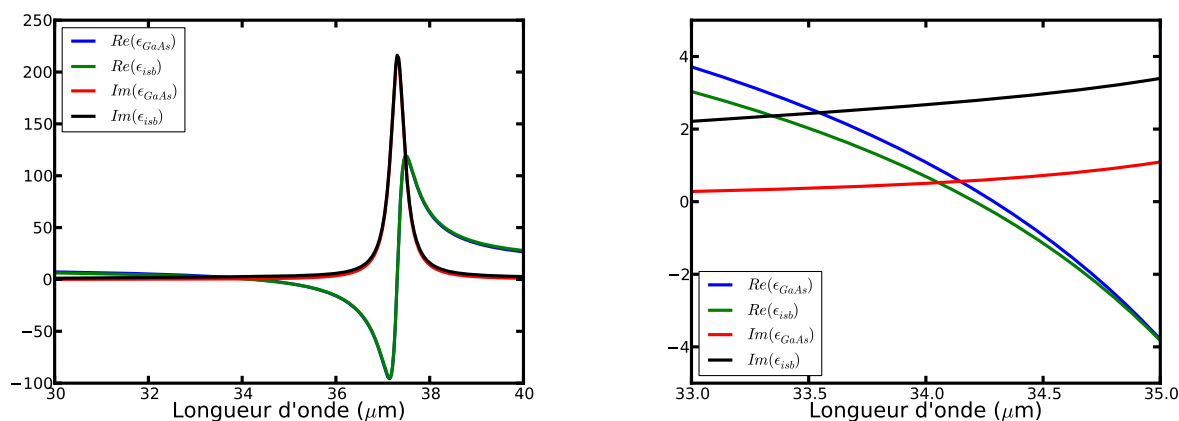


FIGURE 5.16 – A gauche : partie réelle et imaginaire de la fonction diélectrique de GaAs comparée à la composante selon z de $\varepsilon(\omega)$ (soit ε_β) contenant la contribution de la TISB, pour une tension de grille de 0.3V. A droite, vue de détail autour de $34\mu\text{m}$.

5.3.4 Discussion

5.3.4.1 Absorption par la transition

L'absorption dans le puits est donnée par le produit de l'intensité du champ électromagnétique et de la partie imaginaire de la fonction diélectrique dans le puits de GaAs :

$$A = \frac{\omega}{c\Lambda|E_{\text{inc}}|^2} \sum_{i=x,z} \iint \Im(\varepsilon_i) |E_i|^2 dx dz \quad (5.8)$$

Nous devons utiliser la sommation selon les différentes polarisations car la fonction diélectrique est anisotrope. Nous nous intéressons en particulier à la proportion d'absorption liée aux TISB, ce qui signifie que nous devons séparer les composantes. Les valeurs de l'absorption dans le puits quantique selon les composantes x et z sont indiquées dans le tableau 5.3. Nous pouvons encore séparer cette absorption, pour la composante z en fonctions des différentes sources d'absorption. En effet, la partie imaginaire de la fonction diélectrique du puits provient des deux contributions distinctes, celle des phonons optiques ($\Im(\varepsilon_{\text{GaAs}})$), et celle des TISB ($\Im(\varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{\text{GaAs}})$). Le champ électromagnétique étant le même pour ces deux contributions, nous pouvons déterminer comment l'énergie absorbée est répartie entre les phonons et les électrons. La part de l'absorption A_{ph} liée aux phonons est donnée, et pourcent par :

$$A_{\text{ph}} = 100 \times \frac{\Im(\varepsilon_{\text{GaAs}})}{\Im(\varepsilon_{\beta})} \quad (5.9)$$

De la même manière, la part de l'absorption A_{isb} liée aux TISB est donnée par :

$$A_{\text{isb}} = 100 \times \frac{\Im(\varepsilon_{\beta} - \varepsilon_{\text{GaAs}})}{\Im(\varepsilon_{\beta})} \quad (5.10)$$

Les valeurs obtenues sont données dans le tableau 5.3.

Tension	N_{tot} (cm^{-3})	A_x (%)	A_z (%)	A_{ph} (% de A_z)	A_{el} (% de A_z)
-0.3 V	0.48×10^{11}	0.6	44.64	76	24
+0.3V	1.14×10^{11}	0.7	32.74	30	70

TABLE 5.3 – Répartition de l'absorption entre phonons et électrons pour différentes tensions appliquées à la structure. L'absorption se fait majoritairement par les phonons optiques de GaAs pour des densités d'électrons faibles, et majoritairement par les électrons pour des densités d'électrons plus élevées.

Ces résultats importants signifient que sur l'absorption totale dans le puits quantique, les TISB absorbent deux fois plus que les phonons lorsque le puits est peuplé. Il y a donc une bonne interaction entre les électrons et le mode IPhP excité dans notre structure.

5.3.5 Origine physique de la modulation

Le fait d'ajouter des pertes dans la fonction diélectrique du puits ne correspond pas à une augmentation de l'absorption dans le puits. Au contraire, la réflectivité augmente, et l'absorption baisse par rapport à la situation sans transitions. C'est d'ailleurs ce que nous avons recherché, modifier le couplage pour modifier la réflectivité. La grande sensibilité de la structure à la fonction diélectrique est liée à la contribution ENZ à la résonance. Nous pouvons clairement voir cela en traçant le facteur de qualité K_{ENZ} en fonction de la population électronique dans le puits. Ceci est fait en figure 5.17. Changer la fonction diélectrique revient à supprimer la contribution ENZ à la résonance de la structure.

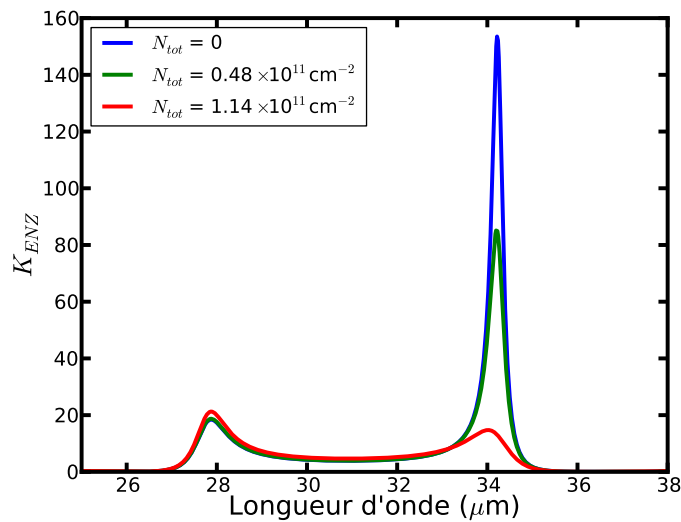


FIGURE 5.17 – Facteur de qualité ENZ en fonction de la longueur d'onde pour différents dopages. La valeur maximum de ce facteur chute avec la densité de porteurs dans le puits.

5.3.6 Couplage IPHP/TISB

La question du couplage entre une TISB et phonon polariton d'interface ne trouve pas de réponse dans les expériences menées ici. Il aurait été intéressant de contrôler électriquement la fréquence de la TISB afin de contrôler le désaccord avec la fréquence du mode d'interface. Cependant, nous ne pouvons que modifier l'amplitude des TISB de manière relativement faible, et nous n'avons pas de contrôle sur la fréquence de la TISB car l'effet Stark est très faible pour notre structure.

Des mesures à basse température peuvent nous apporter quelques réponses. En refroidissant la structure, d'une part l'écart entre les populations électronique des deux sous-bandes va augmenter, et d'autre part, le nombre d'électron dans le puits va augmenter. Nous pouvons aussi nous attendre à une augmentation des temps de vie de la TISB, ce qui donnera une contribution plus "piquée" à la fonction diélectrique du puits.

Nous pourrions aussi tester numériquement la structure, en étudiant l'évolution de la réflectivité pour différentes énergies de transitions dans le puits. Ceci nous paraît peu pertinent, étant donné la sensibilité de la réponse au temps de vie des TISB. Nous sommes à la frontière entre deux régimes de désexcitations des transitions, et changer uniquement l'énergie de la transition autour de l'énergie du phonons longitudinal optique, sans connaître l'évolution du temps de vie de la transition est très hasardeux. Nous comptons plutôt sur une nouvelle structure présentant un effet Stark prononcé, ce qui nous permettra d'étudier expérimentalement le couplage TISB / IPhP.

5.3.7 Etat de l'art de la modulation THz électrique

Nous terminons cette partie par une comparaison de notre système avec les travaux déjà effectués dans la littérature sur la modulation THz commandée électriquement. En 2000, Kersting et al. [Kersting 2000] proposent un modulateur THz basé sur des éléments similaires à notre structure. Ils fabriquent un réseau de couplage métallique au dessus de 5 puits quantiques paraboliques. Le réseau leur sert pour augmenter le couplage du champ électromagnétique incident avec les TISB du puits, et pour contrôler la population électronique dans les puits. Le système fonctionne en transmission et les mesures sont effectuées à une température de 10K. Le différentiel de transmittivité obtenu est de l'ordre de 2% à 3 THz.

En 2004 Kleine-Ostmann et al. [Kleine-Ostmann 2004] proposent une structure comprenant un réseau de couplage, et un gaz 2D, où cette fois seule l'absorption par les porteurs libres est utilisée. Les auteurs obtiennent un taux de modulation pour la transmission de 3% à température ambiante entre 0.1 et 2 THz en appliquant une tension pour contrôler la population du gaz 2D.

En 2006, Chen et al. [Chen 2006] proposent un système fonctionnant à base de métamatériaux. Une structure métallique est déposée sur une fine couche de GaAs dopé, elle même soutenue par un substrat de GaAs semi-isolant. Le métamatériau présente une absorption résonante vers 0.8 THz. Lorsqu'une tension est appliquée à la structure métallique, la couche de GaAs dopé est dépeuplée et la résonance du système est modifiée. Le dispositif montre alors un différentiel de transmittivité maximum de 80% entre 0.8 et 1.5 THz à température ambiante. Ce dispositif est le modulateur THz à commande électrique est le plus performant démontré expérimentalement dans la littérature. Notre dispositif est donc proche de l'état de l'art. Nous pouvons noter que l'amplitude de tension appliquée sur la structure Chen et al. est de 16V, contre 0.6V dans notre cas.

5.4 Perspectives

5.4.1 Optimisation du modulateur

La structure étudiée dans ce chapitre n'est pas véritablement optimisée. En particulier, pour obtenir un bon modulateur nous devons faire tendre la réflectivité vers 0, en excitant de manière encore plus efficace le mode. Ceci qui peut être fait en utilisant les stratégies proposés dans le chapitre précédent, comme augmenter le dopage du substrat, ou passer par un report de substrat.

Une des difficultés majeures sur laquelle nous ne nous sommes pas attardés dans ce chapitre est la modélisation du super-réseau, qui pose toujours problème à l'heure actuelle. En passant par un report de substrat, nous pouvons supprimer ce super-réseau et le remplacer par un diélectrique comme SiO_2 ou Si_3N_4 . Nous devons au préalable nous assurer que la planéité de cette couche sera bonne pour garder une bonne qualité sur la cavité, et déterminer l'indice du matériau autour de la fréquence de résonance du puits pour un bon dimensionnement de la structure.

Un autre point crucial est la densité du gaz 2D. La densité que nous avons obtenu sur cette couche est faible comparativement aux quelques 10^{12} cm^{-2} qu'il est possible d'atteindre dans un système quantique similaire. La perturbation engendrée par les TISB étant directement proportionnelle à cette densité, la modulation en sera d'autant plus forte.

Toujours concernant le système quantique, nous pouvons adopter d'autres stratégies pour obtenir un effet Stark plus important. Des exemples se trouvent dans la littérature où les auteurs forment un puits quantique en forme de marche[Mii 1990]. Nous pouvons aussi insérer une barrière d'une épaisseur de quelques monocouches dans le puits. Le principe étant de briser la symétrie du puits pour rendre la première sous-bande plus sensible à l'application d'une tension. De cette manière, en ayant un contrôle sur la fréquence de la transition, nous pourrions passer à des énergies inférieures ou supérieures à celle du mode IPhP, et ainsi sonder son couplage avec les TISB.

5.4.2 D'autres longueurs d'ondes

Nous pouvons a priori concevoir et fabriquer des dispositifs selon la même démarche pour d'autres semi-conducteurs. La fréquence de modulation sera alors différente. La figure 5.18 montre pour différents matériaux de petits gap, la fréquence du phonon optique longitudinal avec une courbe de transmission d'une couche d'un mètre d'air (N_2) pour un taux d'humidité de 90%.

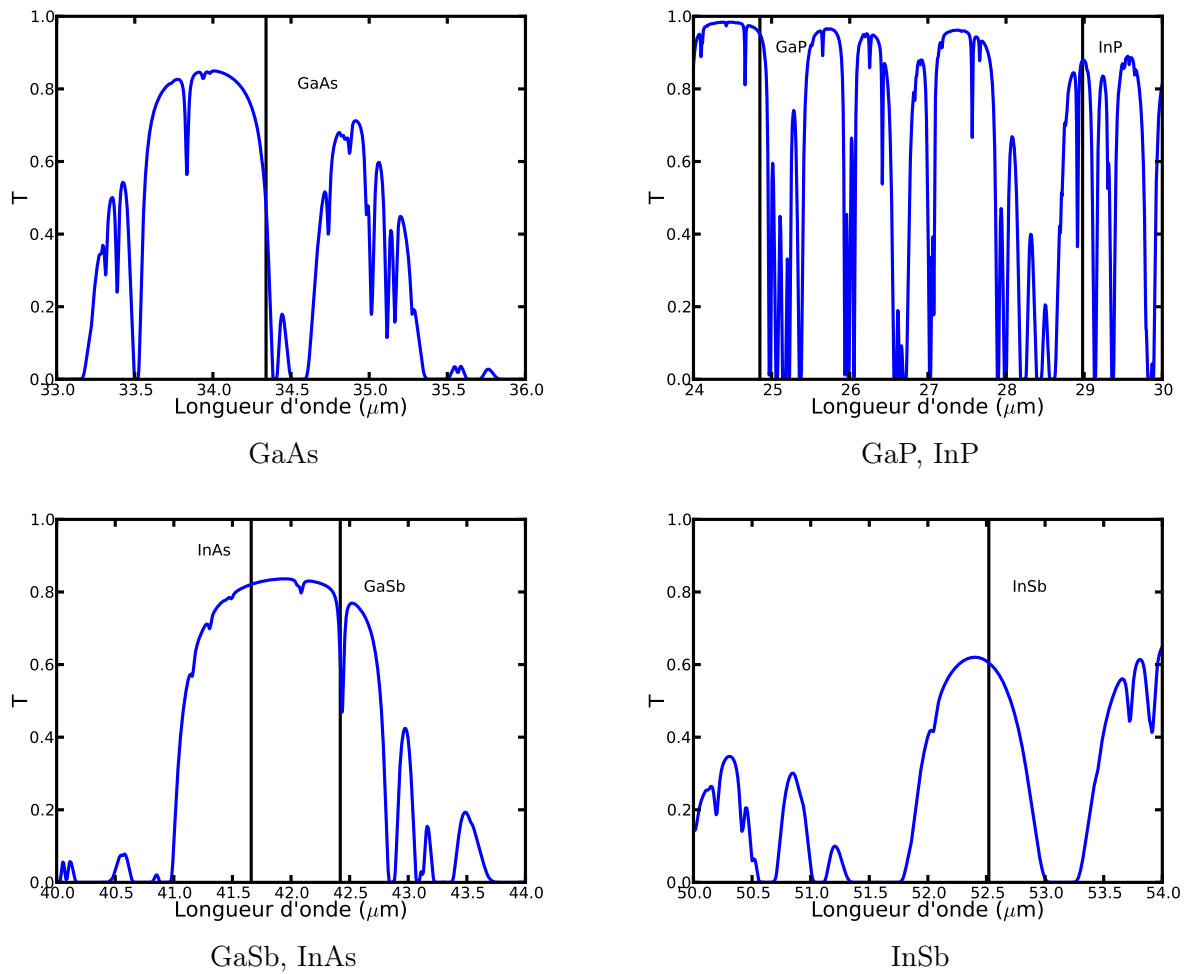


FIGURE 5.18 – Transmission d'une couche d'air (N_2 et H_2O) d'un mètre d'épaisseur pour un taux d'humidité de 90% sur différentes plages de longueur d'onde. Les traits verticaux noirs représentent l'énergie du phonon longitudinal optique pour différents semi-conducteurs III-V pouvant former des hétérostructures quantiques.

Les matériaux présentés ici sont à petit gap, comme GaAs par rapport à AlGaAs. De la même manière il est possible de former des puits quantiques avec tous les éléments de la figure 5.18, donc un modulateur selon le concept décrit ici. Nous sommes limités à la fréquence du phonons longitudinal dans le matériau formant le puits mais il reste une marge de manoeuvre en alliant le puits, ce qui aura pour conséquence de changer la fréquence du phonons optique longitudinal et ainsi donner accès à une plus large gamme de longueur d'onde qui restera dans le voisinage de la fréquence du phonon optique du matériau pur. Cela peut s'avérer utile pour ajuster la fréquence de modulation. Notons que le fait d'avoir un alliage comme milieu où se trouvent les électrons quantifiés est généralement évité, puisque cela entraîne une baisse de la mobilité électronique. Cependant, nous ne nous soucions pas du transport pour un modulateur, et ceci ne pose a priori pas de problèmes pour le fonctionnement de notre dispositif.

5.4.3 Vers la détection THz

Le fait que les électrons puissent absorber facilement un rayonnement THz grâce à la structure que nous proposons comme modulateur peut nous permettre de détecter un rayonnement THz. Nous pouvons positionner deux électrodes autour du dispositif, et mesurer la résistance du gaz 2D. En éclairant le dispositif avec un rayonnement à la fréquence de résonance de la structure, nous pouvons exciter un IPhP. Ce dernier peut ensuite être absorbé par un électron ayant un certain vecteur d'onde. En passant de la sous-bande 1 à la sous-bande 2, il va perdre une partie de son énergie cinétique, et sera ainsi freiné. Cet effet est probable puisque nous avons montré qu'une large partie du rayonnement est absorbé par les TISB dans la structure. Un brevet concernant de tels dispositifs a été déposé. La conception et la réalisation expérimentale sont déjà planifiées.

5.5 Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre la modulation d'un rayonnement THz assistée par *phonon-polaritons d'interface*. La structure fonctionne à *température ambiante* et possède une *large plage angulaire de fonctionnement*. Le principe repose sur une forte absorption du rayonnement THz dans *un puits quantique unique*. Cette absorption résulte du couplage du champ propagatif à un IPhP du puits. Le champ dans la structure est aussi fortement intensifié car GaAs possède une *fonction diélectrique proche de zéro* à la fréquence de l'IPhP (résonance ENZ). Nous modulons la réflectivité de la structure en dégradant cette résonance ENZ par l'ajout de pertes dans la fonction diélectrique du puits. Ces pertes sont issues de la contribution de TISB. L'intensité de ces transitions est gouvernée par la densité de porteurs dans le puits que nous contrôlons en appliquant une tension au réseau de couplage. Ainsi si l'on déroule l'explication dans l'autre sens, l'application d'une tension contrôle la population électronique du puits, et donc l'intensité des TISB, ce qui implique un contrôle sur l'amplitude de la résonance ENZ, et ainsi sur l'absorption du rayonnement dans la structure. Cela revient au final à un contrôle électrique de la réflectivité. La structure fonctionne avec un puits quantique unique, et une densité relativement faible d'électrons dans le puits engendre un fort changement de réflectivité. Nous démontrons expérimentalement un différentiel de réflectivité ($\Delta R/R$) de plus de 50% pour une amplitude de tension appliquée de 0.6V, qui est à comparer aux quelques pourcents généralement obtenus avec un gaz 2D d'électrons dans un puits quantique. Le principe du confinement de l'interaction sources microscopiques/rayonnement prend ici toute son ampleur.

Le démonstrateur étudié dans ce chapitre est loin d'être optimisé. Nous travaillons sur la réalisation d'une nouvelle structure, pour laquelle nous aurons une absorption totale, ce qui permettra d'obtenir d'excellents différentiels de réflectivité.

Cette structure n'est pas seulement utile pour moduler la réflectivité d'un rayonnement. Elle nous permet aussi de sonder l'interaction entre les TISB et les IPhPs supportés par le puits quantique. Cet échantillon n'est pas le système idéal pour déterminer les propriétés de ce couplage, mais nous comptons sur la prochaine génération pour observer expérimentalement l'évolution de la réflectivité en fonction de l'énergie des TISB.

Nous envisageons aussi d'autre mode d'utilisation de cette structure. Les propriétés que nous avons démontrées ici peuvent mener à la conception de détecteurs assistés par IPhP qui pourraient fonctionner à température ambiante.

Conclusion générale

Au cours de ce manuscrit, nous avons étudié les phonons polaritons de surface et d'interface autour de quelques THz. D'une manière générale, nous montrons que ces modes permettent le contrôle passif et actif des propriétés radiatives de structures dans la gamme de fréquence THz (5.7-25 THz). La particularité de ces phonons polaritons (SPhP et IPhP), est qu'ils existent dans une plage de fréquence généralement évitée par l'optique et l'électronique que l'on appelle le Reststrahlen⁹. Nous proposons l'utilisation des SPhP et IPhP pour fabriquer des dispositifs actifs dans cette zone. En effet, les propriétés de confinement et d'exaltation du champ électromagnétique associé à ces modes peuvent être utilisées pour exacerber l'interaction lumière-matière. Ceci permet d'obtenir des systèmes résonant très sensibles aux propriétés diélectriques de la matière où le champ électromagnétique est confiné. L'injection de porteurs dans la matière, là où le champ est résonant donne la possibilité d'un contrôle actif de la réflectivité d'une structure, et ainsi le développement de modulateurs THz.

Au cours du premier chapitre, nous avons vu que, malgré la différence d'origine physique entre les SPP et SPhP, ces deux modes présentent des similitudes dans leur description électromagnétique macroscopique. Nous avons montré, en prenant une interface plane or/vide que les SPP avaient un comportement proche de la lumière se propageant dans l'espace libre aux longueurs d'onde THz, c'est à dire un faible confinement à l'interface, et une faible densité d'état. L'étude de SPhP sur GaAs montre que ces modes possèdent simultanément de fort confinements spatiaux et une large densité d'état dans les THz, contrairement aux SPP. En particulier l'asymptote de leur relation de dispersion se trouve proche de la fréquence du phonon optique longitudinal du matériau. Nous avons ensuite rappelé, en prenant l'exemple de GaAs dopé n , que les SPhP pouvaient se coupler aux SPP, et que ce couplage était relativement fort. Enfin l'étude du composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ montre que l'on peut aussi avoir des SPhPs sur ce matériau. La qualité des modes est dégradée par rapport au composés binaires, mais l'utilisation d'alliages ternaires permet d'obtenir des modes sur des plages de fréquences légèrement différentes des composés binaires.

Au chapitre 2, nous abordons le problème du couplage entre ces modes de surface, évanescents par nature, avec le champ propagatif. Nous utilisons une structuration de surface périodique pour étudier ce couplage. La fabrication d'un réseau linéaire en GaAs nous a permis d'obtenir une absorption résonante dans le domaine de fréquence du Reststrahlen. Nous avons montré que la modélisation théorique est en excellent accord avec les mesures. En particulier, nous démontrons que la géométrie du réseau¹⁰ doit être précisément prise en compte.

Au cours du chapitre 3, nous avons démontré expérimentalement la modulation de réflectivité assistée par SPP-SPhP, et commandée par un rayonnement visible. La modulation s'effectue par l'excitation d'un doublet de SPP-SPhP se propageant le long des murs d'un réseau unidimensionnel de GaAs dopé n . Le réseau possède des dimensions très inférieures à la longueur d'onde :

9. Plage de fréquence pour laquelle la fonction diélectrique du matériau est négative, située entre la fréquence du phonon optique polaire longitudinal et la fréquence du phonon polaire optique transverse. Cette zone se situe autour de $8.5\text{THz} \approx 35 \mu\text{m} \approx 285.7 \text{ cm}^{-1} \approx 35.45 \text{ meV}$ pour GaAs.

10. liée ici à la méthode de fabrication.

la période du réseau, la largeur de trait, et la hauteur du réseau sont respectivement de $\lambda/14$, $\lambda/560$, et $\lambda/45$, où λ est la longueur d'onde incidente à résonance. L'indice effectif élevé de ce mode (≈ 10) nous permet de confiner le champ électromagnétique dans un volume très faible. La nature mixte du mode SPP-SPhP, ajoutée au fort couplage dû à la faible largeur des murs de GaAs, lui confère une grande sensibilité à la concentration d'électrons dans ce volume. En éclairant la structure avec un rayonnement d'énergie supérieure à l'énergie du gap de GaAs¹¹, nous créons des électrons photo-excités qui viennent modifier la fréquence de résonance du mode. Ceci permet la modulation du rayonnement THz réfléchi, autour de la longueur d'onde de résonance (≈ 8.5 THz). Nous obtenons avec notre démonstrateur un différentiel de réflectivité $\Delta R/R$ de 40% pour une puissance incidente de contrôle de 4mW et prévoyons théoriquement un différentiel de réflectivité de l'ordre de 4000 % pour la même puissance de pompe en optimisant la géométrie du réseau. Ceci est à comparer avec un différentiel de réflectivité de 300% pour une puissance de pompe de 500 mW, obtenus par Chen et al. [Chen 2008] autour de 1 THz.

Dans le chapitre 4, nous nous penchons sur la conception théorique d'un modulateur THz commandé électriquement. Nous introduisons les briques essentielles pour l'obtention d'une structure performante. Le contrôle des propriétés diélectriques se situe cette fois dans un puits quantique, où l'application d'une tension commande l'intensité de transitions intersous-bandes. Nous identifions un mode IPhP associé à cette structure quantique qui présente une distribution de champ très confinée dans le puits. Cette résonance et cette distribution du champ particulières sont liées au fait que GaAs présente une constante diélectrique proche de zéro (ENZ). Une structure est conçue de manière à exciter de manière efficace ce mode par une onde propagative. La maximisation de ce couplage est obtenue par l'utilisation d'une cavité optique entourant le puits quantique qui est constituée d'un réseau de couplage métallique, d'un miroir en face arrière (GaAs dopé n), et d'un espaceur (super-réseau AlAs[1]/GaAs[1]) pour contrôler la taille de la cavité. Pour des paramètres de structure optimisés, l'absorption par le puits quantique de GaAs d'une épaisseur de 22 nm atteint 71 %, ce qui est soixante fois plus élevé que pour une simple structure quantique sur le même substrat en GaAs dopé n . Nous pouvons alors prédire qu'une modification de constante diélectrique dans le puits quantique par les transitions intersous-bandes à une fréquence proche de celle du mode IPhP confiné dans le puits, va entraîner une modification du couplage du champ propagatif à ce mode. Ceci mène à une structure fonctionnant comme modulateur de réflectivité THz commandé électriquement.

Le chapitre 5 est consacré à la démonstration expérimentale de ce modulateur. Nous fabriquons la structure décrite au chapitre 4, et procédons à des mesures de réflectivité THz. Ces mesures sont effectuées pour différentes polarisations électriques de la structure. Notre premier prototype présente un différentiel de réflectivité d'environ 50% pour des polarisations électriques de -0.3 et +0.3V. Ceci est à comparer à l'état de l'art démontré par Chen et al.[Chen 2006] qui obtiennent un différentiel de réflectivité de 70% pour des polarisations électrique de 0 et +16V.

Nous obtenons, pour des temps de vie d'une centaine de femtoseconde, un excellent accord entre les mesures et la théorie. Cette structure démontre donc une modulation de réflectivité THz aux performances proches de l'état de l'art, avec un puits quantique unique et à température ambiante. Ce type de structure peut être décliné avec d'autres matériaux¹² pour avoir accès à

11. Pour GaAs, $E_g \approx 1.42$ eV ≈ 873 nm

12. Tous les composé III-V permettant d'obtenir des puits quantiques. Des alliages peuvent aussi être considérés.

d'autres longueurs d'ondes.

A l'issue de ce travail, nous avons mobilisé des outils de modélisation (Code RCWA, RMCA, Matrice S, modélisation de milieux anisotropes), des techniques de fabrication et des moyens de caractérisation optique (réflectivité spectrale THz) qui ont permis une étude approfondie des propriétés THz de GaAs dues aux phonons polaritons de surface.

Deux systèmes particuliers conduisant à une absorption résonante ont été étudiés pour la première fois :

- résonances de parois minces supportant des phonons polaritons de surface en couplage fort avec des plasmons polaritons de surface,
- résonance d'absorption dans un puits quantique au voisinage de $\varepsilon = 0$.

Ces systèmes qui exaltent l'interaction rayonnement-matière sont maintenant bien compris. Ils ouvrent la voie à la conception de détecteurs THz.

Pour finir, notons que deux brevets (respectivement modulateur et détecteur THz assistés par SPhP/IPhP) ont été déposés à l'issue de ce travail.

Relation de dispersion d'une onde de surface

Dans cette annexe, nous présentons les étapes pour l'obtention de la relation de dispersion d'une onde de surface. Ceci est valable pour des plasmons polaritons de surface (SPP), d'interface (IPP), ainsi que pour des phonons polaritons de surface (SPhP) et d'interface (IPhP).

La géométrie considérée est décrite en figure A.1, et consiste en une surface entre un milieu métallique (métal ou cristal ionique) et de l'air, ou un diélectrique. Les propriétés diélectriques du milieu dont la fonction diélectrique possède une partie réelle négative sont contenues dans la fonction diélectrique $\varepsilon_m(\omega)$, celles du diélectrique dans $\varepsilon_d(\omega)$. Pour une surface, on considère $\varepsilon_d(\omega) = 1$. Pour simplifier les notations, nous omettons par la suite la dépendance de la fonction diélectrique à la pulsation ω .

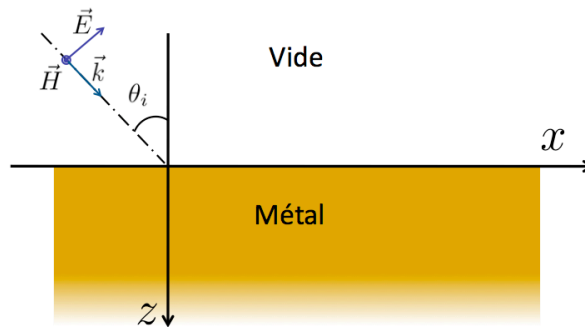


FIGURE A.1 – Géométrie considérée. Surface entre de l'air et un métal ou un cristal ionique (pour l'air, $\varepsilon_d = 1$), ou interface entre un diélectrique et un métal ou un cristal ionique. L'onde incidente est représentée en polarisation TM.

Les champs de chaque côté de l'interface satisfont les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

$$(\text{A.5})$$

A ces quatre relations, nous pouvons ajouter les deux relations constitutives classiques. Nous considérons ici des matériaux non magnétiques ($\mu = 1$) et isotropes.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} / \mu_0 c^2 \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} / \mu_0 \quad (\text{A.7})$$

où ε est la constante diélectrique du milieu considéré (ε_m ou ε_d).

Ensuite, deux méthodes peuvent être considérées. Nous pouvons résoudre le problème homogène en décrivant les champs dans la structure proposée en figure A.1 avec une décomposition en onde plane. Une deuxième méthode consiste à considérer les propriétés de transmission et réflexion de la structure en utilisant les coefficients de Fresnel. Les deux méthodes mènent au même résultat et sont décrites ci-dessous.

A.1 Problème homogène

Si nous considérons maintenant une onde plane, dans le plan d'incidence (x, z) , avec une polarisation linéaire transverse magnétique (TM ou P, ces dénominations étant équivalentes), nous avons les expressions du champ électrique et magnétiques suivantes, dans le repère cartésien défini sur la figure A.1 :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} \exp i(k_x x + k_z z - \omega t) \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ H_y \\ 0 \end{pmatrix} \exp i(k_x x + k_z z - \omega t) \quad (\text{A.9})$$

Nous rappelons que la polarisation TM correspond à un champ électrique, et un vecteur d'onde contenu dans le plan d'incidence, ce qui conduit à un champ magnétique perpendiculaire à ce plan, d'où l'appellation transverse magnétique.

Les équations de Maxwell avec lesquelles nous allons travailler sont les suivantes :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \Rightarrow \mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \quad (\text{A.10})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \Rightarrow c^2 \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \mathbf{D} \quad (\text{A.11})$$

Nous en tirons immédiatement les trois équations suivantes :

$$k_z E_x - k_x E_z = \omega B_y \quad (\text{A.12})$$

$$k_x H_y = -\omega D_z \quad (\text{A.13})$$

$$k_z H_y = \omega D_x \quad (\text{A.14})$$

En utilisant les relations constitutives A.6 et A.7 nous obtenons la relation entre les composantes du vecteur d'onde et la pulsation ω de l'onde avec $\Im(k_z) > 0$:

$$k_x^2 + k_z^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \quad (\text{A.15})$$

$$\text{Soit : } k_z = \sqrt{\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2} \quad (\text{A.16})$$

Nous pouvons déjà nous rendre compte ici du caractère évanescent de l'onde dans le métal. En effet, pour un métal parfait, la constante diélectrique est réelle et négative. Les autres quantités $\frac{\omega^2}{c^2}$ et k_x^2 étant strictement positives, le terme sous la racine est négatif, et la composante z du vecteur d'onde devient imaginaire pure : $k_z = i\gamma$, avec γ réel.

Le champ électromagnétique s'écrit donc dans le métal :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} \exp i(k_x x - \omega t) \exp(-\gamma z) \quad (\text{A.17})$$

Nous voyons clairement que la composante z diminue exponentiellement lorsque l'on s'éloigne de l'interface (direction z). Ensuite, nous cherchons des solutions transverses telles que $\nabla \mathbf{E} = 0$, ce qui entraîne :

$$E_{z1} = \frac{k_x}{k_{z1}} E_{x1} \quad (\text{A.18})$$

$$E_{z2} = \frac{k_x}{k_{z2}} E_{x2} \quad (\text{A.19})$$

Nous savons aussi que le déplacement électrique normal à l'interface est continu. En $x = 0$ nous avons donc :

$$\varepsilon_d E_{z1} = \varepsilon_m E_{z2} \quad (\text{A.20})$$

En combinant A.18, A.19 et A.20 ; et en se rappelant que E_x ainsi que k_x sont continus à l'interface, nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{k_{z1}}{\varepsilon_d} + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_m} = 0 \quad (\text{A.21})$$

En réinjectant A.21 dans A.16, nous obtenons la relation de dispersion de l'onde de surface :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} \quad (\text{A.22})$$

A.2 Coefficients de Fresnel

Cette relation de dispersion peut aussi s'obtenir à partir des coefficients de Fresnel (r et t) de l'interface qui donnent le rapport entre les amplitudes du champ incident, transmis et réfléchi :

$$E_r = rE_i \quad (\text{A.23})$$

$$E_t = tE_i \quad (\text{A.24})$$

$$(\text{A.25})$$

Nous devons aussi considérer les conditions requises à l'interface pour relier les champs entre les deux milieux. En particulier, nous avons conservation du vecteur d'onde selon la direction x . La composante tangentielle du champ magnétique ainsi que le déplacement électrique normal à l'interface sont continus.

La continuité de la composante tangentielle de \mathbf{H} donne, avec r et t les coefficients de réflexion de Fresnel à l'interface :

$$H_y(\exp(ik_{z1}z) + r \exp(-ik_{z1}z)) = tH_y \exp(ik_{z1}z) \quad (\text{A.26})$$

$$\text{En particulier à } z = 0 : 1 + r = t \quad (\text{A.27})$$

De la continuité de la composante tangentielle de \mathbf{E} , nous déduisons que :

$$E_x \frac{\mu_0 c^2 k_{z1}}{\omega \varepsilon_{t1}} (\exp(ik_{z1}z) - r \exp(-ik_{z1}z)) = tE_x \frac{\mu_0 c^2 k_{z2}}{\omega \varepsilon_{t2}} (\exp(ik_{z2}z)) \quad (\text{A.28})$$

$$\text{En particulier à } z = 0 : \frac{k_{z1}}{\varepsilon_{t1}} - r \frac{k_{z1}}{\varepsilon_{t1}} = t \frac{k_{z2}}{\varepsilon_{t2}} \quad (\text{A.29})$$

Nous en déduisons des équations A.27 et A.29 le coefficient de réflexion de Fresnel r de l'interface en polarisation TM :

$$r = \frac{\frac{k_{z1}}{\varepsilon_d} - \frac{k_{z2}}{\varepsilon_m}}{\frac{k_{z1}}{\varepsilon_d} + \frac{k_{z2}}{\varepsilon_m}} \quad (\text{A.30})$$

La relation de dispersion peut se voir comme les lieux dans le plan complexe où le dénominateur du coefficient de Fresnel s'annule, soit un pôle du coefficient de réflexion.

En prenant cette condition et en y injectant la relation A.16 nous arrivons à la relation de dispersion de l'onde de surface :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \quad (\text{A.31})$$

A.3 Interfaces multiples

Pour la description d'un empilement de couches plus complexe, nous pouvons utiliser la deuxième méthode, qui consiste à considérer les pôles de la réflectivité du système. Une méthode numérique puissante pour calculer la réflectivité de systèmes composés de couches homogènes multiples est le formalisme de matrice \mathbf{S} que nous allons décrire ici. Nous en tirerons par exemple l'équation décrivant les modes d'interfaces d'un système type puits quantique constitué d'une lame mince de GaAs entourée d'AlGaAs.

L'objectif est d'établir la transmission T , la réflectivité R d'un système optique composé d'un empilement de couches planes et homogènes. Les matériaux dans ces couches peuvent être des diélectriques ou des métaux. Pour cela, nous allons utiliser et décrire le formalisme de matrice \mathbf{S} (ou *Scattering Matrix*).

Prenons l'exemple du système illustré en figure A.2.

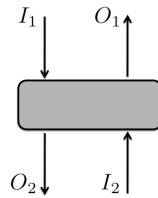


FIGURE A.2 – Représentation d'un système quelconque présentant des entrées I et des sorties O .

Nous exprimons les sorties en fonctions des entrées i.e. O_1 et O_2 en fonction de I_1 et I_2 , lesquels sont reliés par une matrice \mathbf{S} .

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_2 \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.32})$$

La force principale de ce type de formalisme se comprend quand nous commençons les calculs, précisément lors de la propagation d'une onde plane dans une couche homogène. Les termes de propagation comprennent des exponentielles qui peuvent prendre des valeurs élevées dans d'autres méthodes (formalisme de matrice \mathbf{T}^1 par exemple), alors que pour le formalisme de matrices \mathbf{S} elles tendent vers 0 lorsque l'épaisseur croît.

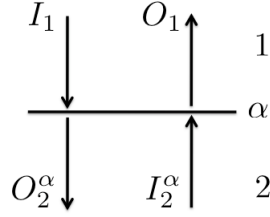
A.3.1 Une interface simple

Nous commençons par traiter en toute généralité une interface simple entre deux milieux homogènes 1 et 2, séparés par une interface α .

Nous exprimons les coefficients de la matrice \mathbf{S} comme suit :

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_2^\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}^\alpha & S_{12}^\alpha \\ S_{21}^\alpha & S_{22}^\alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2^\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.33})$$

1. Transfert Matrix

FIGURE A.3 – Représentation d'une interface α présentant des entrées I et des sorties O .

Nous avons donc le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} O_1 = S_{11}^\alpha I_1 + S_{12}^\alpha I_2^\alpha \\ O_2^\alpha = S_{21}^\alpha I_1 + S_{22}^\alpha I_2^\alpha \end{cases} \quad (\text{A.34})$$

Dans le cas d'une interface simple, plane, infinie, entre deux milieux homogènes, les coefficients S_{ij}^k sont simplement les coefficients de Fresnel de l'interface. Par convention, et pour garder la cohérence lorsque nous empilerons les matrices, les coefficients S_{ij}^k sont indicés par i et j , où j est le milieu incident, et i le milieu où l'onde réfléchie ou transmise se propage. S_{11} signifie donc une onde incidente par le milieu 1 et réfléchie par l'interface dans le milieu 1. Le terme S_{12} décrit la transmission de l'onde du milieu 2 vers le milieu 1

$$\begin{pmatrix} S_{11}^\alpha & S_{12}^\alpha \\ S_{21}^\alpha & S_{22}^\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11}^\alpha & t_{12}^\alpha \\ t_{21}^\alpha & r_{22}^\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.35})$$

Nous rappelons la définition des coefficients de Fresnel :

Polarisation TE

$$r_{11}^{TE} = \frac{(k_{z1} - k_{z2})}{(k_{z1} + k_{z2})} \quad (\text{A.36})$$

$$t_{12}^{TE} = \frac{2k_{z1}}{(k_{z1} + k_{z2})} \quad (\text{A.37})$$

Polarisation TM

$$r_{11}^{TM} = \frac{(\varepsilon_2 k_{z1} - \varepsilon_1 k_{z2})}{(\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2})} \quad (\text{A.38})$$

$$t_{12}^{TM} = \frac{2\varepsilon_2 k_{z1}}{(\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2})} \quad (\text{A.39})$$

Dans la suite nous utiliserons les notations S_{ij}^k pour garder toute généralité, et profiter de l'indexation matricielle commode.

A.3.2 Deux interfaces

Nous gardons en mémoire l'interface définie dans le chapitre précédent, et nous introduisons une deuxième interface β qui limite le milieu 2 et le sépare d'un milieu 3. Nous supposons ici pour plus de clarté que notre système se compose de deux interfaces. Cependant, il faut garder en mémoire que α et β peuvent aussi être des empilements de couches dont nous connaissons les matrices \mathbf{S}^α et \mathbf{S}^β que nous combinons à travers l'espace 2.

Nous pouvons aussi introduire la matrice \mathbf{S} de cette interface qui ressemble en tous points à

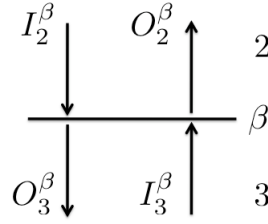


FIGURE A.4 – Représentation d'une interface β présentant des entrées I et des sorties O .

celle que nous avons établi précédemment. Nous écrivons donc :

$$\begin{pmatrix} O_2^\beta \\ O_3^\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{22}^\beta & S_{23}^\beta \\ S_{32}^\beta & S_{33}^\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_2^\beta \\ I_3^\beta \end{pmatrix} \quad (\text{A.40})$$

Ce qui équivaut à :

$$\begin{cases} O_2^\beta = S_{22}^\beta I_2^\beta + S_{23}^\beta I_3^\beta \\ O_3^\beta = S_{32}^\beta I_2^\beta + S_{33}^\beta I_3^\beta \end{cases} \quad (\text{A.41})$$

Nous définissons aussi la matrice de propagation dans la couche de matériau 2 contenue entre les plan α et β . Nous appellerons d_2 la distance les séparant. La matrice de propagation est la suivante :

$$\begin{pmatrix} I_2^\alpha \\ I_2^\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_2 & 0 \\ 0 & p_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} O_2^\beta \\ O_2^\alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.42})$$

Le terme propagateur, dans le cas d'une couche homogène avec un indice isotrope, une propagation linéaire et réciproque est le suivant :

$$p_2 = \exp(ik_2 d_2) \quad (\text{A.43})$$

Nous pouvons voir ici la force du formalisme de matrice \mathbf{S} . Si k_2 possède une partie imaginaire, l'exponentielle tend vers 0 dans le formalisme de matrice \mathbf{S} , ce qui n'est pas le cas pour le formalisme de matrice \mathbf{T} . Ainsi la stabilité de l'algorithme est améliorée, et les erreurs liées à la troncature numérique sont fortement diminuées.

Nous avons maintenant toutes les équations pour exprimer I_3^β et O_3^β en fonction de I_1 et O_1 . Nous commençons simplement par l'équation obtenue dans la première partie :

$$O_1 = S_{11}^\alpha I_1 + S_{12}^\alpha I_2^\alpha \quad (\text{A.44})$$

Il nous faut exprimer I_2^α . Pour cela nous partons de la première ligne de A.42, puis nous utilisons A.40, puis la deuxième ligne de A.42 et enfin A.33 :

$$I_2^\alpha = p_2 O_2^\beta \quad (\text{A.45})$$

$$I_2^\alpha = p_2 S_{22}^\beta I_2^\beta + p_2 S_{23}^\beta I_3^\beta \quad (\text{A.46})$$

$$I_2^\alpha = p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{21}^\alpha I_1 + p_2 S_{22}^\beta S_{22}^\alpha I_2^\alpha + p_2 S_{23}^\beta I_3^\beta \quad (\text{A.47})$$

$$I_2^\alpha = (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} (p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{21}^\alpha I_1 + p_2 S_{23}^\beta I_3^\beta) \quad (\text{A.48})$$

Nous avons donc :

$$O_1 = (S_{11}^\alpha + S_{12}^\alpha (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{21}^\alpha) I_1 + S_{12}^\alpha (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{23}^\beta I_3^\beta \quad (\text{A.49})$$

Le terme $(1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1}$ représente les aller-retours de l'onde dans le milieu 2 qui se réfléchit successivement sur les interfaces α et β . Nous reconnaissons d'ailleurs la somme d'une suite géométrique de raison $p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha$. C'est dans ce terme que sont contenues les résonances de type Faby-Pérot.

De la même manière, en exprimant O_3^β , nous obtenons :

$$O_3^\beta = (S_{32}^\beta p_2 S_{21}^\alpha + S_{32}^\beta p_2 S_{22}^\alpha (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{21}^\alpha) I_1 + (S_{33}^\beta + S_{32}^\beta p_2 S_{22}^\alpha (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{23}^\alpha) I_3^\beta \quad (\text{A.50})$$

Cette équation peut se simplifier à l'aide des égalités suivantes :

$$1 + A(1 - A)^{-1} = (1 - A)^{-1} \quad (\text{A.51})$$

$$(1 - AB)^{-1} A = A(1 - BA)^{-1} \quad (\text{A.52})$$

Nous obtenons donc

$$O_3^\beta = (S_{32}^\beta (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{21}^\alpha) I_1 + (S_{33}^\beta + S_{32}^\beta p_2 S_{22}^\alpha (1 - p_2 S_{22}^\beta p_2 S_{22}^\alpha)^{-1} p_2 S_{23}^\alpha) I_3^\beta \quad (\text{A.53})$$

Maintenant nous avons défini tous les coefficients d'une matrice liant directement I_1 , O_1 en fonction de I_3^β et O_3^β :

$$\begin{pmatrix} O_1 \\ O_3^\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}^{\alpha\beta} & S_{13}^{\alpha\beta} \\ S_{31}^{\alpha\beta} & S_{33}^{\alpha\beta} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_3^\beta \end{pmatrix} \quad (\text{A.54})$$

Les coefficients $S_{ij}^{\alpha\beta}$ s'écrivent de la manière suivante :

$$S_{11}^{\alpha\beta} = (S_{11}^{\alpha} + S_{12}^{\alpha}(1 - p_2 S_{22}^{\beta} p_2 S_{22}^{\alpha})^{-1} p_2 S_{22}^{\beta} p_2 S_{21}^{\alpha}) \quad (\text{A.55})$$

$$S_{13}^{\alpha\beta} = S_{12}^{\alpha}(1 - p_2 S_{22}^{\beta} p_2 S_{22}^{\alpha})^{-1} p_2 S_{23}^{\beta} \quad (\text{A.56})$$

$$S_{31}^{\alpha\beta} = S_{32}^{\beta}(1 - p_2 S_{22}^{\beta} p_2 S_{22}^{\alpha})^{-1} p_2 S_{21}^{\alpha} \quad (\text{A.57})$$

$$S_{33}^{\alpha\beta} = (S_{33}^{\beta} + S_{32}^{\beta} p_2 S_{22}^{\alpha} (1 - p_2 S_{22}^{\beta} p_2 S_{22}^{\alpha})^{-1} p_2 S_{23}^{\beta}) \quad (\text{A.58})$$

Nous avons pris soin de conserver le sens des produit. Cela ne paraît pas indispensable dans notre cas d'interface plane puisque les coefficients S_{ij} ne sont que des scalaires. Cependant, en pré-supposant la non-commutativité des produits, nous avons des expressions qui peuvent s'appliquer aussi à des matrices. Les coefficients S_{ij} peuvent en effet être des matrices contenant les ordres ou modes diffractés dans le cas où l'on considère un réseau par exemple, au lieu d'une interface plane.

Au final, pour avoir la réflectivité et la transmission du système $(\alpha\beta)$, nous posons $I_1 = 1$, et $I_3^{\beta} = 0$. Dès lors, nous avons :

$$R = |S_{11}^{\alpha\beta}|^2 \quad (\text{A.59})$$

$$T = |S_{31}^{\alpha\beta}|^2 \quad (\text{A.60})$$

A.3.3 Extension à un nombre n de couches

Dans un premier temps, il est important de comprendre que les matrices \mathbf{S}^α et \mathbf{S}^β sont les matrices \mathbf{S} des systèmes α et β . Nous les avons considérés comme des interfaces simples dans l'introduction pour plus de simplicité, mais elles peuvent représenter des systèmes complexes, et les formules que nous avons établies par la suite restent valables quels que soient les systèmes α et β que nous souhaitons relier entre eux par un milieu 2. Pour illustrer ce concept, nous pouvons par exemple ajouter une interface γ à notre exemple, il nous suffit pour cela de reprendre la procédure précédente. Nous définissons une matrice de propagation pour la couche rajoutée et une matrice d'interface \mathbf{S}^γ pour l'interface rajoutée. Nous raccordons ensuite en reprenant les équations A.55, A.56, A.57 et A.58 dans lesquelles nous remplaçons les coefficients de \mathbf{S}^α et \mathbf{S}^β respectivement les coefficients des matrices $\mathbf{S}^{\alpha\beta}$ et \mathbf{S}^γ . En procédant de cette manière, nous pouvons ajouter des couches à l'infini. Il suffit d'amorcer le calcul avec deux premières matrices et de mettre en place la récurrence. Ce n'est pas tout, la flexibilité de la méthode permet, pour un empilement quelconque de partir du haut, ou bien du bas, ou bien des deux à la fois et finir au niveau du coeur résonnant, voire regrouper les paires d'interfaces avant de les combiner.

A.3.4 Cas d'une lame mince

Dans le cas d'une lame mince, il suffit de prendre l'expression de $|S_{11}^{\alpha\beta}|^2$ et de trouver ses pôles. Si nous développons $S_{11}^{\alpha\beta}$ en utilisant l'équation A.55 et en écrivant explicitement les coefficients de Fresnel, nous obtenons la formule suivante :

$$\left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1}\right) \left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z3}}{\varepsilon_3}\right) - \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1}\right) \left(\frac{k_{z1}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z3}}{\varepsilon_3}\right) \exp(2ik_{z2}d_2) = 0 \quad (\text{A.61})$$

Bibliographie sur la modulation THz à commande optique

Les modulateurs à commande optiques présents dans la littérature peuvent se classer selon les principes physiques sur lesquels ils reposent.

B.1 Simple semiconducteurs

En 2005, Fekete et al.[Fekete 2005] démontrent des mesures de réflectivité modulée par une commande optique. Le schéma expérimental est relativement compliqué. Ils utilisent une expérience de type pompe-sonde en spectroscopie résolue en temps. Ils observent non pas la simple réflexion d'une onde THz incidente sur un substrat, mais la réflexion interne d'une impulsion dans le substrat. Pour cela, ils envoient une impulsion THz dans le substrat par une face (face d'entrée), et prennent la transmission pour référence. Lorsque cette première impulsion sort du substrat par la face de sortie, une partie est réfléchiée en interne vers la face d'entrée qui est alors photo-excitée par un laser femto-seconde. Ce signal est alors réfléchi par la face d'entrée photo-excitée, et ressort par la face de sortie. En comparant l'impulsion directement transmise, et le premier echo, les auteurs déterminent le coefficient de réflexion de la zone dopée par l'excitation femto-seconde. La démonstration expérimentale est bien modélisée par un modèle de Drude considérant les contributions des électrons et des trous lourds photo-générés.

L'utilisation pratique d'un tel dispositif n'est cependant pas aisée. Le principe n'est démontré qu'en régime impulsionnel, ce qui permet de négliger les temps de désexcitations des porteurs. La réflectivité maximale obtenue est limitée par la densité de porteurs créés, et pour GaAs, l'absorption devient non-linéaire à forte fluence, à cause de la saturation de l'absorption à un photon. Le rapport d'extinction obtenu est de $R_{ext} \approx 270\%$. La modulation est large bande, et les fréquences modulées sont inférieures à 1.5 THz.

B.2 Cristaux photoniques

En 2007, Fekete et al.[Fekete 2007] présentent un dispositif de type cristal photonique 1D. L'empilement est constitué de lames de quartz et MgO, au milieu desquelles un wafer de GaAs semi-isolant est inséré. Il apparaît comme un défaut dans le cristal. La différence d'indice entre le quartz ($n = 2.1$) et MgO ($n = 3.12$) entraîne la formation d'une bande photonique interdite. Le défaut autorise la transmission d'un mode dont la fréquence est située dans une bande interdite. Dans la configuration décrite, la fréquence du défaut est de 0.6 THz. La concentration en porteurs à la surface de GaAs est modifiée en éclairant à 810 nm (juste au dessus du gap de GaAs) pour

créer des photo-porteurs. Le laser exciteur est pulsé, et les mesures se font en spectroscopie résolue en temps. Le même faisceau est séparé en trois parties, servant respectivement à générer l'onde THz incidente par rectification optique, à générer des photo-porteurs à la surface de GaAs, et à détecter le rayonnement THz transmis par échantillonnage électro-optique. Le champ électrique du mode de défaut étant amplifié à la surface du semi-conducteur, de faibles concentrations de porteurs libres sont suffisantes pour modifier la transmission de la structure, donc de faibles fluences de commande. L'absorption induite par la génération de photo-porteurs module l'intensité du mode de défaut dont la transmission peut devenir quasi-nulle à forte fluence. Pour un tel flux, la structure de bande du cristal est aussi fortement perturbée pour les autres fréquences. La technique de mesure permet d'obtenir le temps caractéristique de modulation de 130 ps qui correspond au temps de vie des photo-porteurs dans GaAs (≈ 110 ps).

B.3 Métamatériaux

En 2008, Chen et al. [Chen 2008] proposent une structure à base de métamatériaux. Le substrat est en saphir, sur lequel une couche de silicium est déposée. Les cellules résonnantes en Ti/Au sont fabriquées sur cette couche. Le silicium est ensuite retiré du substrat par gravure, en protégeant des bandes spécifiques dans les résonateurs. La fréquence de ces derniers est alors modifiée en changeant la capacitance des bandes de silicium, par pompe optique. La transmission de la structure montre une baisse importante à 1.06 THz (19% contre 90% ailleurs) sans pompe optique. Avec une puissance l'ordre de 500 mW la résonance passe de 1.06 à 0.850 THz. La transmission à 1.06 THz passe alors à 80%; ce qui donne un coefficient R_{ext} atteignant alors les 300 %. Les mesures sont prises en spectroscopie résolue en temps avec des temps d'échantillonnage inférieurs d'un ordre de grandeur au temps de vie des porteurs dans le silicium.

C'est la seule structure à être "agile" en fréquence puisque le minimum de transmission est ajustable grâce à la pompe. Les puissances optiques nécessaires sont cependant très élevées (500 mW), et la gamme de fréquence n'est pas la même que pour notre dispositif.

De toutes ces études citées précédemment, les systèmes résonnants sont des métamatériaux, ou des cristaux photoniques.

B.4 Plasmons polaritons de surface

Pour trouver des système utilisant des ondes de surface, il faut se tourner vers les travaux du groupe de Gomès-Rivas.

Ils se sont penchés sur la transmission au travers d'un réseau de trous de taille inférieure à la longueur d'onde dans du silicium dopé[Rivas 2004]. La transmission extraordinaire, liée au SPP, varie en fonction de la température. En effet, la population électronique dans la bande de conduction du semi-conducteur suit la statistique de Fermi-Dirac qui évolue en fonction de la température. Les auteurs ont observé une transmission qui passe de 0.5% à 14K, à 3.5% à 200 K à 0.73 THz. Si le rapport de modulation est bon ($R_{ext} = 600\%$), le signal transmis est très faible. De plus, le système nécessite un refroidissement et les constantes de temps liées à la thermalisation du réseau impliquent des vitesses de modulation lentes par rapport aux autres systèmes.

Une autre étude du même groupe a considéré la propagation de SPP dans un réseau d'InSb dopé[Rivas 2006]. Un faisceau THz est couplé au mode de surface grâce à une lame de rasoir très proche de l'interface. Le SPP se propage ensuite le long du réseau, puis est couplé au champ propagatif par une nouvelle lame de rasoir. Les fréquences de travail sont loin de la zone des phonons optique d'InSb, on ne considère donc que des SPP. Le réseau présente une ouverture de bande interdite[Barnes 1996] (réflexion de Bragg) autour de 0.3 THz. Les auteurs ont mesuré la transmission avec et sans éclairage de la structure, et regardé aussi les effets de la température avec et sans éclairage. La modification de dopage, et donc de fonction diélectrique induite par la commande optique change la largeur du gap du réseau, et les auteurs ont obtenu expérimentalement un rapport R_{ext} de 1500% pour une longueur d'onde de pompe de 1075 nm. Lorsque les auteurs éclairent avec la même fluence par un rayonnement à 532 nm, R_{ext} tombe à environ 100%. L'explication fournie est qu'à fluence égale, le nombre d'électrons photo-excités est moins élevé. Il y a en effet moins de photons incident à puissance égale pour les longueurs d'onde plus courtes. Ces études sont plus axées sur le contrôle de SPP que sur la modulation THz en champ lointain, et les auteurs parlent d'interrupteur thermique et/ou optique de SPP plutôt que de modulateur.

L'année suivante (2005), les mêmes auteurs ont présenté un réseau de trous en InSb[Rivas 2005] non dopé qu'ils éclairent avec un faisceau de pompe[Janke 2005]. Cette structure possède une transmission extraordinaire liée aux SPP autour de 0.54 THz. La transmission, dépendant de la température varie entre quasi 1% à 240K et 0.25% à température ambiante. Le facteur R_{ext} obtenu est de 240% à 240K et 42% à température ambiante. Cet article démontre la modulation par contrôle tout optique en utilisant des SPP dans le THz. Cependant les fréquences d'opération sont loin de notre zone de travail, et surtout, les transmissions sont extrêmement faibles pour ce système.

En conclusion, les concepts développés dans la littérature sont assez proches d'un point de vue général : on utilise une résonance électromagnétique que l'on vient perturber en ajoutant des photo-porteurs. Par contre, aucun système ne fonctionne à base de phonons polaritons de surface et d'interface, ni de plasmon-phonons polaritons de surface. Aussi, il n'y a pas d'étude à notre connaissance utilisant les propriétés de matériaux ENZ pour la modulation THz.¹

1. Epsilon Near Zero.

Interaction transitions intersousbandes / rayonnement

Dans cette annexe, nous nous intéressons à l'interaction entre des transitions intersousbandes (TISB) dans un puits quantique et une onde électromagnétique. Nous présentons une description microscopique basée sur la règle d'or de Fermi que l'on peut trouver avec plus de détails dans le livre de Liu et Capasso [Liu 2000]. Cette description microscopique permet de remonter à une description macroscopique des TISB dans un puits quantique par l'intermédiaire d'une fonction diélectrique anisotrope.

C.1 Interaction TISB / rayonnement

Nous pouvons associer aux TISB dans un puits quantique un moment dipolaire qui permet de décrire leur interaction avec le champ électromagnétique. A la manière d'un dipôle électromagnétique, il y a interaction uniquement pour la composante du champ externe parallèle au moment dipolaire. Dans le cas d'un puits quantique, ce moment dipolaire est orienté selon la direction de confinement (direction z). Seule la composante E_z du champ va donc interagir avec ces transitions. La description de l'interaction entre ces TISB et un champ électromagnétique est décrite par la règle d'or de Fermi. Dans ce cadre, nous allons étudier l'interaction d'une onde plane polarisée linéairement avec les TISB d'un puits quantique. Pour commencer, nous écrivons la règle d'or de Fermi pour une transition d'un état initial i à un état final f induite par un champ électromagnétique externe :

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \Psi_i | H | \Psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega), \quad (\text{C.1})$$

avec l'Hamiltonien $H = (e/2m^*)(\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{p} \cdot \mathbf{A})$, W_{if} représente le taux de transition de l'état i vers l'état f où Ψ_i et Ψ_f sont les fonctions d'onde de l'état initial et final. La fonction de Dirac δ impose la conservation de l'énergie. Nous restons dans l'approximation à une bande avec masse effective qui décrit correctement l'interaction. Une onde plane électromagnétique polarisée linéairement est décrite par :

$$\mathbf{E} = E_0 \mathbf{e} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t), \quad (\text{C.2})$$

où \mathbf{e} est le vecteur de polarisation, \mathbf{k} le vecteur d'onde. De cette expression on dérive le potentiel vecteur :

$$\mathbf{A} = \frac{iE_0 \mathbf{e}}{2\omega} \exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) + \text{cc.}, \quad (\text{C.3})$$

où cc. dénote le complexe conjugué. Dans le cadre de l'approximation dipolaire, \mathbf{A} et \mathbf{p} commutent, et l'Hamiltonien H se simplifie :

$$H = \frac{e}{m} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} \quad (\text{C.4})$$

Ceci permet d'obtenir la formulation suivante pour la règle d'or de Fermi :

$$W_{\text{if}} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2 E_0^2}{4m^* \omega^2} |\langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad (\text{C.5})$$

Nous pouvons simplifier encore cette expression en nous intéressant à l'élément de matrice dipolaire. Puisque les fonctions enveloppes varient lentement devant les fonctions de Bloch, l'élément de matrice peut être exprimé de la manière suivante :

$$\langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | f \rangle = \mathbf{e} \cdot \langle u_v | \mathbf{p} | u_{v'} \rangle \langle \zeta_n | \zeta_{n'} \rangle + \mathbf{e} \cdot \langle u_v | u_{v'} \rangle \langle \zeta_n | \mathbf{p} | \zeta_{n'} \rangle \quad (\text{C.6})$$

Les indices v, v' et n, n' désignent respectivement les bandes et sousbandes initiales et finales. Le premier terme décrit les transitions interbandes, tandis que le deuxième terme représente les TISB. Nous ne nous intéressons qu'au second terme puisque nous considérons des transitions au sein d'une même bande. Le terme $\langle u_v | u_{v'} \rangle$ est alors égal à l'unité car $v = v'$. Il nous reste donc uniquement l'élément de matrice dipolaire entre les fonctions enveloppes des sousbandes initiales et finales. Ce terme s'écrit :

$$\langle \zeta_{n\mathbf{K}} | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | \zeta_{n'\mathbf{K}'} \rangle = \int \zeta_n^*(z) (e_x p_x + e_y p_y + e_z p_z) \zeta_{n'}(z) d^3r \quad (\text{C.7})$$

Les fonctions enveloppes étant constantes pour les directions parallèles à l'empilement (x, y) , les opérateurs p_x et p_y n'ont pas d'effet sur $\zeta_{n'}(z)$. Les fonctions enveloppes de l'état initial et final faisant partie d'une base, elles sont orthogonales, et leur produit s'annule. Il ne reste donc que le terme

$$\int \zeta_n^*(z) p_z \zeta_{n'}(z) dz, \quad (\text{C.8})$$

que nous noterons par la suite $\langle n | p_z | n' \rangle$. L'interaction entre un champ électromagnétique et une transition dipolaire ne se fera que par l'intermédiaire de la composante z du champ, c'est-à-dire la composante perpendiculaire au puits quantique. Ainsi, une lumière en incidence normale sur le puits ne se couplera pas à la TISB. Ceci impose des conditions expérimentales particulières.

Une quantité très utilisée dans la littérature est la force d'oscillateur $f_{nn'}$. Elle permet de comparer plusieurs systèmes quantique différents, puisque elle ne dépend que d'un seul paramètre lié au matériau, la masse effective m^* :

$$f_{nn'} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{nn'}} |\langle n | p_z | n' \rangle|^2 = \frac{2m^* \omega_{nn'}}{\hbar} |\langle n | z | n' \rangle|^2 \quad (\text{C.9})$$

Avec cette définition, les forces d'oscillateur répondent à la règle de somme suivante :

$$\sum_{n'} f_{nn'} = 1 \quad (\text{C.10})$$

Dans le cas idéal d'un puits de potentiel rectangulaire infini, les fonctions enveloppes prennent des formes analytiques simple, et la force d'oscillateur peut être simplement calculée par :

$$f_{nn'} = \frac{64}{\pi} \frac{n^2 n'^2}{(n'^2 - n^2)^3} \quad (\text{C.11})$$

Pour des transitions de la sousbande 1 vers la sousbande 2, on a $f_{12} = 0.96$. L'expression C.11 montre que les transition pour des niveaux tels que $n' = n + 1$ sont de loin les plus fortes. Notons que pour les transitions des sousbandes supérieures, la force d'oscillateur peut dépasser 1. Par exemple, $f_{23} = 1.87$. Cela ne viole pas la règle de somme car certaines forces d'oscillateur sont négatives, par exemple, $f_{12} = -f_{21} = -0.96$. Cette force d'oscillateur va nous servir à faire le lien entre les propriétés quantiques des transitions intersoubandes et un modèle optique macroscopique décrit dans la partie suivante.

Une conclusion importante sur les TISB est que leur interaction avec un champ électromagnétique n'est possible que via la composante du champ électrique perpendiculaire aux interfaces du puits, autrement dit, selon la direction de confinement. Enfin, l'intensité de l'interaction est essentiellement pilotée par la force d'oscillateur qui traduit le recouvrement des fonctions d'onde des sousbandes.

C.2 Propriétés optiques macroscopiques des TISB

A partir du taux d'interaction W_{if} , il est possible de déterminer un coefficient d'absorption du système en calculant l'énergie électromagnétique absorbée par unité de temps dans le volume V , normalisé par l'énergie incidente. L'interaction des électrons et du champ électromagnétique dans le puits quantique peut aussi être modélisée par l'intermédiaire d'une fonction diélectrique. La densité d'électrons présents dans le puits et la force d'oscillateur associée à la transition entre la sousbande 1 et la sousbande 2 sont les deux paramètres qui permettent de décrire cette fonction diélectrique effective. Une fois cette fonction définie, le comportement du système est régit par les équations de Maxwell classiques. Des articles récents [Todorov 2010, Dini 2003], portant sur l'étude de l'interaction entre des modes de cavité et des TISB utilisent ce modèle de fonction diélectrique pour décrire le couplage fort observé expérimentalement entre un mode de cavité et des TISB.

Pour être plus précis, la fonction diélectrique relie le déplacement électrique \mathbf{D} au champ électrique \mathbf{E} qui contient la polarisabilité du milieu hôte \mathbf{P}_h à laquelle on ajoute les contributions du gaz 2D d'électrons \mathbf{P}_e . Nous avons :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}_h + \mathbf{P}_e = \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{E} \quad (\text{C.12})$$

La contribution des électrons se sépare en deux parties distinctes. Dans la direction parallèle aux interfaces, les électrons ont un mouvement libre, et un comportement proche d'une couche mince métallique. Par contre, dans la direction perpendiculaire à l'interface, de par le confinement spatial, le mouvement des électrons est restreint mais ils peuvent absorber de l'énergie via les TISB. Le puits quantique peut donc être considéré comme un matériau anisotrope uniaxial [Chen 1976, Kane 1988]. L'axe principal étant perpendiculaire à l'empilement, on définit $\boldsymbol{\varepsilon}$) par :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\beta \end{pmatrix} \quad (\text{C.13})$$

Nous allons maintenant détailler les deux contributions.

C.2.0.1 Contribution du plasma d'électrons : ε_α

Les électrons étant libres de se déplacer selon les directions parallèles au puits, ils contribuent à la fonction diélectrique sous la forme d'un plasma modélisé par un terme de Drude :

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_m - \varepsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega + i\gamma_{\text{el}}\omega} \quad (\text{C.14})$$

On retrouve le même type de description que pour un semiconducteur dopé n . La densité électronique N_{tot} dans la fréquence plasma étant la densité du gaz 2D (en cm^{-2}) que l'on divise par l'épaisseur du puits d . Le terme γ_{el} est associé aux pertes des électrons.

$$\omega_p^2 = \frac{(N_{\text{tot}})e^2}{d\varepsilon_0 m^*} \quad (\text{C.15})$$

C.2.0.2 Contribution des TISB

Les électrons, dans la direction perpendiculaire au puits sont confinés. Un modèle de Drude n'est donc pas approprié. La contribution, liée aux transitions intersoubandes est de type résonnante et peut être décrite par un oscillateur de Drude-Lorentz :

$$\varepsilon_\beta = \varepsilon_m - \sum_{n,n'} \varepsilon_\infty \frac{f_{nn'}\omega_p'^2}{\omega^2 - \omega_{nn'}^2 + i\gamma_{\text{isb}}\omega} \quad (\text{C.16})$$

La somme porte sur toutes les transitions d'un niveau n vers un niveau n' possibles, $\omega_{nn'}$ est la fréquence de la transition. Le terme plasma est défini de manière différente à celle que nous avons déjà utilisée :

$$\omega_p'^2 = \frac{(N_{\text{sn}} - N_{\text{sn}'})e^2}{d\varepsilon_0 m^*} \quad (\text{C.17})$$

Les termes N_{sn} et $N_{\text{sn}'}$ représentent les densités électroniques dans les sousbandes n et n' . La contribution de la transition est directement proportionnelle à la différence de population entre les sousbandes. Ceci est très bien illustré dans l'étude de Todorov et al. [Todorov 2010]. La force d'oscillateur $f_{nn'}$ pilote aussi l'intensité de la contribution. Enfin, le temps de vie fini de la transition est décrit par γ_{isb}^{-1} , et traduit son élargissement en énergie.

Mesure Hall - Van der Pauw

Dans cette annexe nous décrivons la méthode Van der Pauw utilisée pour déterminer la densité du gaz 2D dans un puits quantique. Nous décrivons la méthode de calcul, puis la fabrication des échantillons.

D.1 Schéma et notations

La figure ci-dessous décrit la géométrie d'une croix de Van der Pauw. Les contacts sont numérotés, et les distances indiquées à titre d'information.

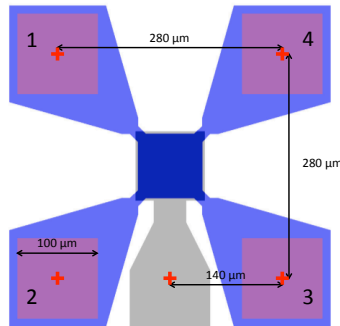


FIGURE D.1 – Schéma d'une croix de Van der Pauw. En rose, 4 contacts ohmiques permettent de contacter le gaz d'électron. En bleu, un mesa permet de limiter la circulation des électrons, enfin en gris, une grille (contact Schottky) permet de contrôler la population électronique dans le puits en appliquant une tension entre ce contact, et la face arrière de l'échantillon.

D.2 Calculs

Nous définissons

$$R_{12,34} = \frac{V_{34}}{I_{12}} \quad (\text{D.1})$$

Nous calculons :

$$R_V = \frac{R_{12,34} + R_{34,12}}{2} \quad (\text{D.2})$$

$$R_H = \frac{R_{23,41} + R_{41,23}}{2} \quad (\text{D.3})$$

La résistivité du gaz R_S est donnée par :

$$\exp\left(-\pi \frac{R_V}{R_S}\right) + \exp\left(-\pi \frac{R_H}{R_S}\right) = 1 \quad (\text{D.4})$$

Nous mesurons ensuite sous champ magnétique positif et négatif respectivement V_{13P} et V_{13N} en imposant I_{24} , et ainsi de suite :

$$V_{13P} \text{ avec } I_{24} \quad (\text{D.5})$$

$$V_{24P} \text{ avec } I_{13} \quad (\text{D.6})$$

$$V_{31P} \text{ avec } I_{42} \quad (\text{D.7})$$

$$V_{42P} \text{ avec } I_{13} \quad (\text{D.8})$$

$$V_{13N} \text{ avec } I_{24} \quad (\text{D.9})$$

$$V_{24N} \text{ avec } I_{13} \quad (\text{D.10})$$

$$V_{31N} \text{ avec } I_{42} \quad (\text{D.11})$$

$$V_{42N} \text{ avec } I_{13} \quad (\text{D.12})$$

$$(\text{D.13})$$

Puis nous calculons :

$$V_{13} = V_{13P} - V_{13N} \quad (\text{D.14})$$

$$V_{24} = V_{24P} - V_{24N} \quad (\text{D.15})$$

$$V_{31} = V_{31P} - V_{31N} \quad (\text{D.16})$$

$$V_{42} = V_{42P} - V_{42N} \quad (\text{D.17})$$

$$(\text{D.18})$$

Sur le sens des courants, et des tensions, il est plus simple de raisonner avec des trous qu'avec des électrons. La charge transportée est positive, et les porteurs vont dans le sens du courant. Si nous prenons les définitions du dessin de la figure D.1, nous définissons x allant de gauche à droite, y de bas en haut, et donc z sort de la feuille vers le lecteur. Considérons le cas de $R_{24,13}$. Nous injectons les porteurs de 2 vers 4. En appliquant $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ pour un champ magnétique dans le sens positif, les charges sont défléchées vers la pointe 3. Elle sera donc plus positive que la pointe 1, et nous aurons donc $V_{13} = V_3 - V_1 > 0$. Dans le cas d'électrons, il faut faire attention, \mathbf{v} est dans le sens opposé au courant. Pour I_{24} positif de 2 vers 4, les électrons vont de 4 vers 2. Puis en appliquant la force de Lorentz, la charge est négative, donc $q\mathbf{v}$ est orienté de 2 vers 4. Ces électrons sont alors défléchis vers la pointe 3 qui sera moins positive que la pointe 1. Donc $V_3 - V_1 > 0$.

Nous définissons :

$$V_H = \frac{V_{13} + V_{24} + V_{31} + V_{42}}{8} \quad (\text{D.19})$$

Nous pouvons alors obtenir :

$$n_S = \frac{IB}{q|V_H|} \quad (\text{D.20})$$

$$\mu_S = \frac{1}{qn_S R_S} \quad (\text{D.21})$$

où n_S est la densité du gaz d'électrons et μ_S la mobilité des porteurs dans ce gaz.

Nous pouvons effectuer des mesures sans grille, ou avec grille flottante. Dans ce cas la structure n'est pas polarisée électriquement. Nous pouvons aussi appliquer une tension entre la grille et la face arrière du substrat, ce qui nous permet de connaître la densité d'électron en fonction de la tension appliquée. Ceci doit être fait en s'assurant que les courants et tensions utilisés lors des mesures soient bien inférieurs au courant et tension appliquée à la grille. Typiquement, pour 300 mV appliquée à la grille, nous faisons attention à ce que la tension entre deux contacts ohmiques ne dépasse pas 10 mV.

D.3 Fabrication des dispositifs

Nous décrivons ici la méthode utilisée pour fabriquer les dispositifs de mesure. Les différentes étapes sont décrites en figure D.2 et détaillées ci dessous.

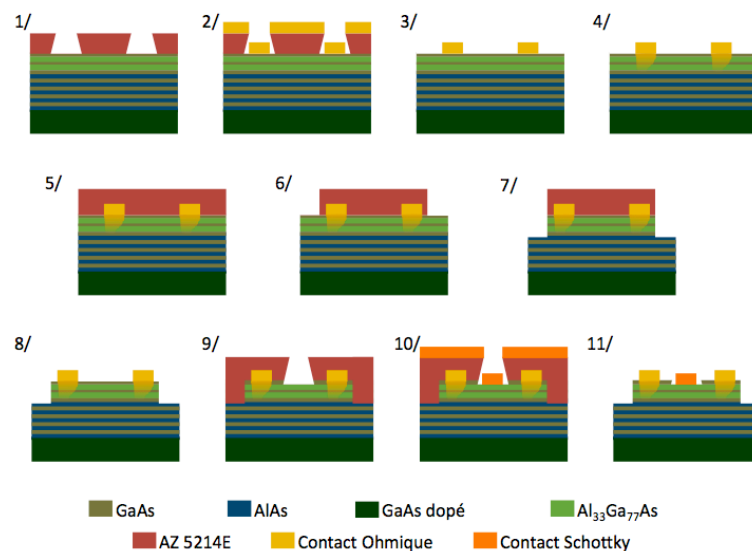


FIGURE D.2 – Étapes de fabrication des dispositifs Van der Pauw. Une description détaillée est donnée dans le texte.

1. Une enduction de l'échantillon suivie d'une lithographie optique permet de définir la géométrie des contacts ohmiques.
2. Dépôt du contact ohmique formé de l'empilement suivant : Ni/Au/Ge/Au/Ni/Au + Au, d'épaisseur respectives 40/50/250/450/100/2000 + 2000 Å.
3. Lift-off à l'acétone.
4. Un recuit rapide est effectué dans un four AET (30 secondes à 250°C, puis 40 secondes à 425°C) permet de faire diffuser du métal dans la structure pour contacter les électrons du puits quantique.
5. Enrésinage par dessus les contacts ohmiques

6. Définition de la géométrie des mésas par lithographie optique. Des croix d'alignement sont nécessaires pour aligner méssa et contacts ohmiques.
7. Gravure humide à l'aide d'une solution de $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_3\text{PO}_4$: 40/3/1, pendant 2 minutes qui grave de manière non-sélective GaAs et AlGaAs.
8. Nettoyage à l'acétone
9. Enduction de l'échantillon et définition par lithographie optique de la géométrie de la grille. Des croix d'alignement sont à nouveau nécessaires. Gravure sélective de la couche de protection en GaAs par une solution de d'acide-citrique/ H_2O_2 , 10/1 pendant 12 secondes.
10. Dépôt de la grille (Ti/Au 200/2000 Å).
11. Lift-off à l'acétone

Une photographie au microscope optique de la structure obtenue à l'issue de ces étapes est montrée en figure D.3.

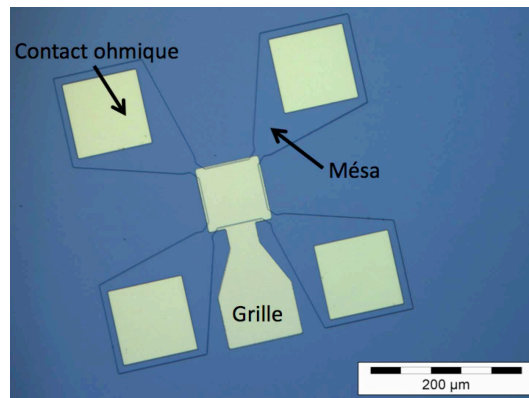


FIGURE D.3 – Photographie au microscope optique d'une croix de Van der Pauw avec grille fabriquée au LPN.

Propriétés optique du super-réseau

E.1 Couches planes, super-réseau

Dans la structure étudiée au chapitre 4 nous utilisons une cavité de type Fabry-Pérot dont l'épaisseur est ajustée en faisant croître par épitaxie une épaisseur variable de matériau transparent à la longueur d'onde d'intérêt. Pour des raisons technologiques, cette couche qui sert d'espaceur est un super-réseau constitué d'un empilement de mono-couches d'AlAs et de GaAs. Nous devons modéliser l'indice équivalent de ce super-réseau. Nous effectuons des mesures de réflectivité optique polarisée sur la couche nous servant à la fabrication du modulateur optique commandé électriquement. Ces mesures sont donc effectuées sur une partie non structurée de l'échantillon, en polarisation TM. Nous souhaitons à partir de ces mesures, valider un modèle de fonction diélectrique pour le super-réseau, que nous pourrions utiliser lors de la modélisation de la structure avec réseau métallique à la surface.

Il existe un bon nombre de publications sur la fonction diélectrique des super-réseaux. Beaucoup d'études se basent sur des mesures de réflectivité dans l'infrarouge [Nkoma 1987, Chu 1988, Lou 1990, Dumelow 1990, Dumelow 1993, Shi 1996, Dvoynenko 1999]. On peut aussi trouver des mesures Raman pour la valeur des phonons [Milekhin 1999], et même une étude assez récente comparant spectroscopie Raman et spectroscopie infrarouge [Yu 2003]. De toute cette littérature, il est difficile d'extraire de véritables certitudes quand à la fréquence des phonons d'un tel système. Une chose est certaine cependant, la fréquence des phonons change par rapport à celle des matériaux purs. De plus, la qualité de couches déposées joue énormément, en particulier la pureté des sources, et la qualité des interfaces. Le type de bâti, sa pollution, la qualité des matériaux, sont autant de facteurs pouvant influencer sur les propriétés des structures fabriquées. Chaque couche est unique. En général, des modèles de fonctions diélectriques sont proposés, puis les paramètres (fréquences phonons, termes d'amortissement,...) sont ajustés aux mesures. Nous devons donc mesurer notre structure en réflectivité pour valider un modèle de fonction diélectrique.

Les mesures sur la couche plane sont illustrées pour la polarisation TM en figure E.1.

La réflectivité pour les deux polarisations présente une structure complexe. Des zones de forte réflectivité liées au Reststrahlen des matériaux composant l'empilement sont observées. Dans ces zones, des creux de réflectivité plus ou moins large apparaissent. Les creux de forte amplitudes à 25, 33 et 45 microns sont liés à des interférences de type Fabry-Pérot entre le rayonnement réfléchi directement par la surface et le rayonnement réfléchi par le substrat dopé, passant par la couche (super-réseau et structure quantique).

Nous modélisons l'empilement à l'aide d'un code de matrice \mathbf{S} développé en Python au laboratoire, dont le principe est décrit en annexe A.3. Nous pouvons alors ajuster la réflectivité théorique à la réflectivité mesurée en ajustant les paramètres du modèle de fonction diélectrique

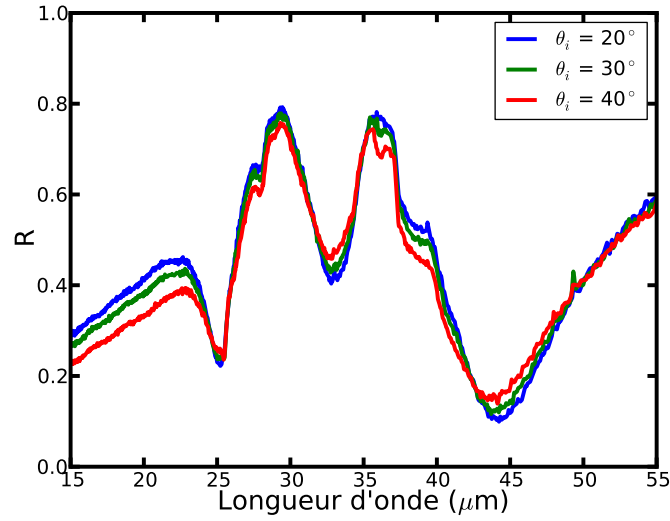


FIGURE E.1 – Réflectivité de la couche pour modulateur de réflectivité THz commandé électriquement à différents angles en polarisation TM

pour le super-réseau, qui joue un rôle prépondérant dans la réflectivité totale de la structure. Nous avons testé 3 modèles pour décrire le super-réseau, que nous détaillons dans les sections suivantes. Nous présentons en particulier les paramètres libres pour l'ajustement, leurs valeurs optimisées, les erreurs relatives, et le comparatif expérience / théorie pour la réflectivité de la couche non structurée. Ce calcul théorique est effectué à l'aide du code de matrice \mathbf{S} précédemment cité. Nous injectons ensuite directement les paramètres du super-réseau obtenus dans le code RMCA[Pardo] et comparons le résultat théorique aux mesures expérimentales. Notons que les transitions intersous-bandes présentes dans le puits quantique ne sont pas prises en compte. Leur contribution est négligeable dans le cas des couches planes, et pour la structure avec réseau, nous utilisons les mesures où le gaz 2D est quasi déplété. Nous travaillons à un angle d'incidence de 40° . Les résultats sont qualitativement similaires pour d'autres angles¹. Nous ne présentons ici que les ajustements donnant les meilleurs résultats. En absence d'ajustement sur les différents paramètres, la réflectivité théorique s'écarte beaucoup de la réflectivité expérimentale.

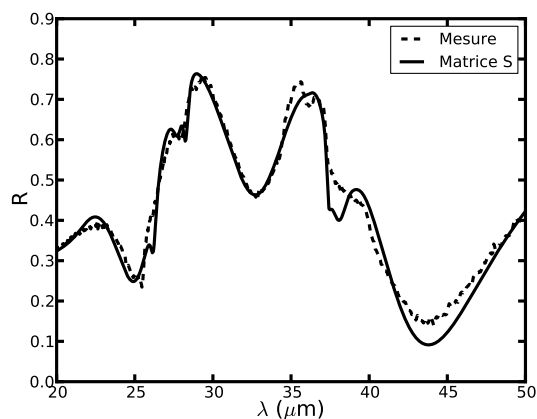
Enfin, nous laissons toujours le dopage du substrat N_s ainsi que le taux de relaxation des électrons dans le substrat T_s comme paramètres libres. En effet, lors de la fabrication de la structure, une couche tampon de GaAs dopé a été déposée dont le dopage n'est a priori pas connu avec précision. Nous intégrons cette couche dans le substrat en considérant un dopage moyen.

1. Les paramètres issus de l'ajustement évoluent en fonction de l'angle d'incidence dans une fourchette maximum de $\pm 10\%$ environ.

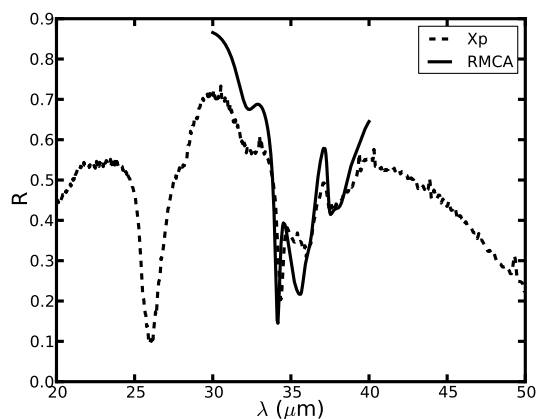
E.2 Modèle d'alliage isotrope

Ce modèle est celui présenté dans le chapitre 1, et revient à considérer le super-réseau comme un alliage $\text{Al}_{50}\text{Ga}_{50}\text{As}$. Dans notre cas cette approximation se justifie puisque nous empilons des monocouches de GaAs et AlAs (super-réseau $\text{AlAs}[1]/\text{GaAs}[1]$).

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \prod_{i=1,2} \frac{\omega_{Li}^2 - \omega^2 - i\gamma_{Li}\omega}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2 - i\gamma_{Ti}\omega} \quad (\text{E.1})$$



Couche plane



Couche plane et réseau

FIGURE E.2 – Réflectivité expérimentale et théorique en utilisant un modèle d'alliage isotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.

Les valeurs des différents paramètres sont listées dans le tableau E.1 :

Paramètre	Valeur ajustée	Erreur	Valeur initiale	Unité
n_s	1.53	± 0.02	1.5	$\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
T_s	61	± 0.2	60	cm^{-1}
ω_{L1}	269.3	± 0.15	271.32	cm^{-1}
ω_{L2}	381.5	± 0.1	388.2	cm^{-1}
ω_{T1}	256.9	± 0.1	262.29	cm^{-1}
ω_{T2}	355.8	± 0.1	360.9	cm^{-1}
γ_{L1}	6.4	± 0.1	7.31	cm^{-1}
γ_{L2}	5.9	± 0.06	7.7	cm^{-1}
γ_{T1}	8.5	± 0.1	12	cm^{-1}
γ_{T2}	4.9	± 0.05	9.3	cm^{-1}

TABLE E.1 – Paramètres obtenus par l’ajustement. L’erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d’amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l’optimisation, issue de l’interpolation des données de Kim et Spitzer [Kim 1979] (c.f. chapitre 1).

E.3 Modèle de moyenne anisotrope

Un autre modèle, appelé modèle EMT pour "Effective Medium Theory", proposé par Agranovich et al. [Agranovich 1985], puis repris par d'autres auteurs [Raj 1985, Lou 1990, Dumelow 1990, Dumelow 1993], consiste à considérer le super-réseau comme une structure biréfringente, avec un axe optique perpendiculaire aux couches du super-réseau.

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_\alpha & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\beta \end{pmatrix} \quad (\text{E.2})$$

Les composante de ε sont définies en fonction des épaisseurs de chaque couche du super-réseau d_1 et d_2 respectivement pour GaAs et AlAs. Dans notre cas, $d_1 = d_2 = 0.6\text{\AA}$. Les fonctions diélectriques des matériaux volumiques sont aussi utilisée : ε_1 et ε_2 respectivement pour GaAs et AlAs. Ces dernières sont définies comme dans le chapitre 1, avec les paramètres tirés de l'ouvrage de Palik [Palik 1985].

$$\varepsilon_\alpha = \frac{d_1\varepsilon_1 + d_2\varepsilon_2}{d_1 + d_2}, \quad (\text{E.3})$$

$$\varepsilon_\beta = \frac{d_1 + d_2}{d_1\frac{1}{\varepsilon_1} + d_2\frac{1}{\varepsilon_2}}, \quad (\text{E.4})$$

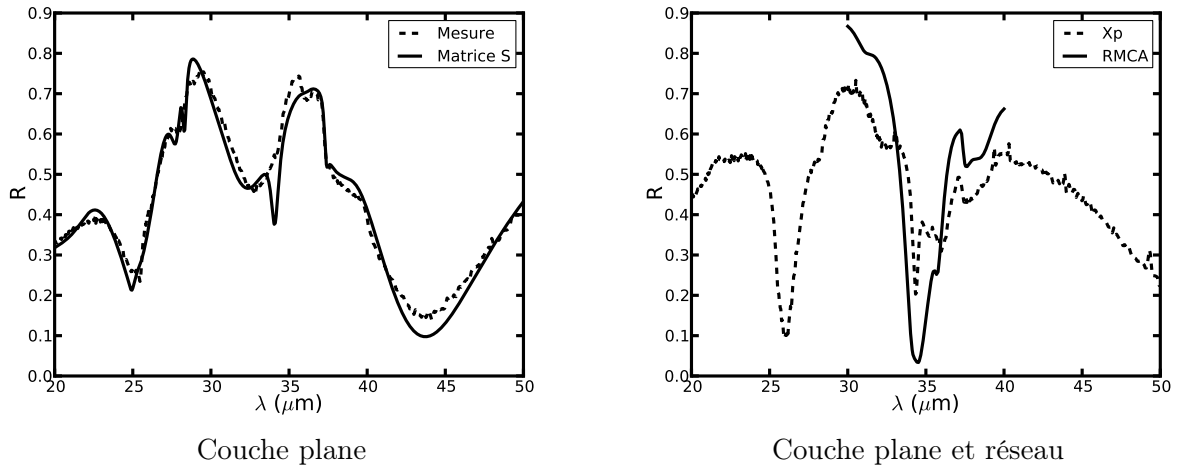


FIGURE E.3 – Réflectivité expérimentale et théorique en utilisant un modèle de milieu effectif anisotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.

Paramètre	Valeur ajustée	Erreur	Valeur initiale	Unité
n_s	1.52	± 0.02	1.5	$\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
T_s	57	± 0.2	60	cm^{-1}
ω_{L1}	293.29	± 0.3	291.2	cm^{-1}
ω_{L2}	400	± 0.2	401.5	cm^{-1}
ω_{T1}	261.19	± 0.1	267.98	cm^{-1}
ω_{T2}	354.8	± 0.1	361.8	cm^{-1}
γ_{L1}	4.83	± 0.07	2.54	cm^{-1}
γ_{L2}	6.85	± 0.1	8	cm^{-1}
γ_{T1}	9.81	± 0.1	2.54	cm^{-1}
γ_{T2}	3.63	± 0.04	8	cm^{-1}

TABLE E.2 – Paramètres obtenus par l’ajustement. L’erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d’amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l’optimisation, issue des données de Palik[Palik 1985].

E.4 Modèle anisotrope de Chu et Chang

Ce modèle développé par Chu et Chang[Chu 1988] ne considère plus un milieu effectif, mais prend en compte les interactions ioniques entre proches voisins. Ils suggèrent d'utiliser une formulation anisotrope similaire au modèle EMT décrit précédemment, avec des expressions légèrement différentes pour les composantes du tenseur ε . Nous utilisons les formulations suivantes :

$$\varepsilon_\alpha = \frac{\varepsilon_{1\infty} + \varepsilon_{2\infty}}{2} - \frac{f_{T1}(\omega_{L1}^2 - \omega_{T1}^2)}{-\omega_{T1}^2 + \omega^2 + i\gamma_{T1}\omega} - \frac{f_{T2}(\omega_{L2}^2 - \omega_{T2}^2)}{-\omega_{T2}^2 + \omega^2 + i\omega\gamma_{T2}} \quad (\text{E.5})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon_{1\infty}} + \frac{1}{\varepsilon_{2\infty}} \right) + \frac{f_{L1}(\omega_{L1}^2 - \omega_{T1}^2)}{-\omega_{L1}^2 + \omega^2 + i\omega\gamma_{L1}} + \frac{f_{L2}(\omega_{L2}^2 - \omega_{T2}^2)}{-\omega_{L2}^2 + \omega^2 + i\omega\gamma_{L2}} \quad (\text{E.6})$$

Les facteurs f_{xi} où $x = L, T$ et $i = 1, 2$ sont des paramètres que Chu et Chang conseillent d'utiliser pour ajuster les données expérimentales.

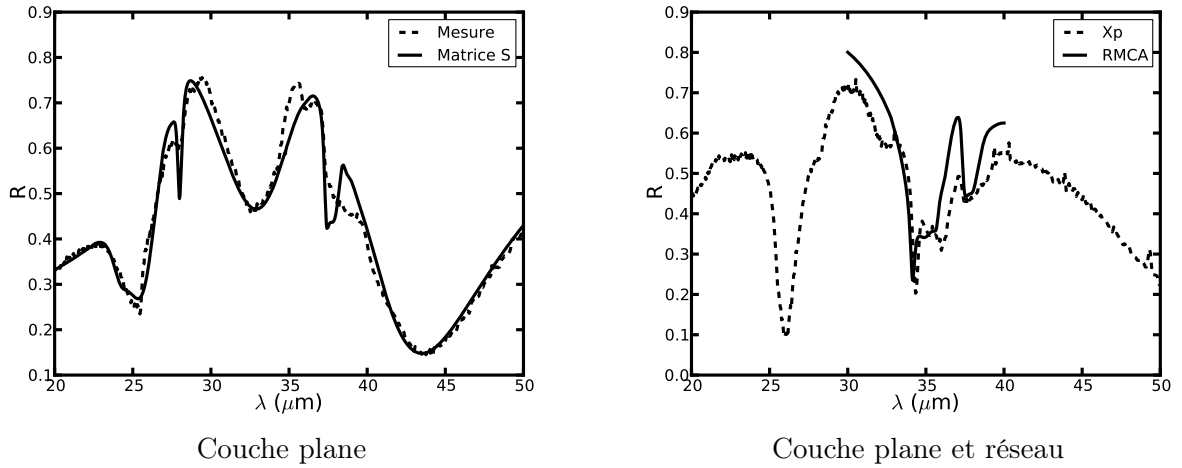


FIGURE E.4 – Réflectivité expérimentale et théorique en utilisant le modèle anisotrope de Chu et Chang[Chu 1988] pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau.

Paramètre	Valeur ajustée	Erreur	Valeur initiale	Unité
n_s	1.33	± 0.03	1.5	$\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
T_s	58.7	± 0.2	60	cm^{-1}
ω_{L1}	269.81	± 0.5	291.2	cm^{-1}
ω_{L2}	412.8	± 0.5	401.5	cm^{-1}
ω_{T1}	260.6	± 0.1	267.98	cm^{-1}
ω_{T2}	361.67	± 0.2	361.8	cm^{-1}
γ_{L1}	0.004	± 0.002	2.54	cm^{-1}
γ_{L2}	23.9	± 0.6	8	cm^{-1}
γ_{T1}	3.9	± 0.06	2.54	cm^{-1}
γ_{T2}	3.8	± 0.05	8	cm^{-1}
f_{L1}	0.005	± 0.001	1	-
f_{L2}	1	± 0.02	1	-
f_{T1}	12	± 0.4	1	-
f_{T2}	3.4	± 0.3	1	-

TABLE E.3 – Paramètres obtenus par l’ajustement. L’erreur type sur les paramètres est indiquée. ω_{xi} avec $x = L, T$ et $i = 1, 2$ correspondent aux fréquences des phonons longitudinaux (L) et transverses optiques (T) pour GaAs (1) et AlAs (2). Les termes γ_{xi} sont des taux d’amortissement pour ces phonons. Nous précisons les valeurs de départ pour l’optimisation, issue des données de Palik[Palik 1985].

E.5 Choix du modèle

Dans l'ensemble, les propriétés optiques des couches planes sont assez bien décrites de manière qualitative, mais malgré l'ajustement, les détails de la réflectivité expérimentale sont mal reproduits théoriquement. En particulier, les petits creux d'absorption vers $27 \mu\text{m}$, $36 \mu\text{m}$ ainsi que l'épaule à $40 \mu\text{m}$ ne sont pas reproduits correctement par les différents modèles.

Lorsque nous injectons directement les paramètres obtenus par l'ajustement dans le calcul de la structure avec réseau, l'accord reste qualitatif, et les détails sont encore mal reproduits pour le modèle d'alliage isotrope, et le modèle anisotrope de Chu et Chang. Le modèle de milieu effectif anisotrope (EMT) par contre montre un fort désaccord, et nous éliminons ce dernier.

Nous ne parvenons pas à trouver un modèle qui permette une bonne description à la fois de la réflectivité sur la couche sans réseau, et la couche avec réseau. Ceci suggère qu'aucun de nos modèles n'est adapté à la description du super-réseau. Pour notre application, toutefois, nous pouvons nous contenter d'une bonne description de la structure avec réseau. Nous pouvons faire un ajustement sur la réflectivité de la structure avec réseau, ce qui est présenté au chapitre 5. Le résultat obtenu est très bon. Cependant, si nous réinjectons directement les paramètres issus de cet ajustement pour calculer la réflectivité de la structure sans réseau, nous obtenons un accord très mauvais, ce qui est illustré en figure E.5.

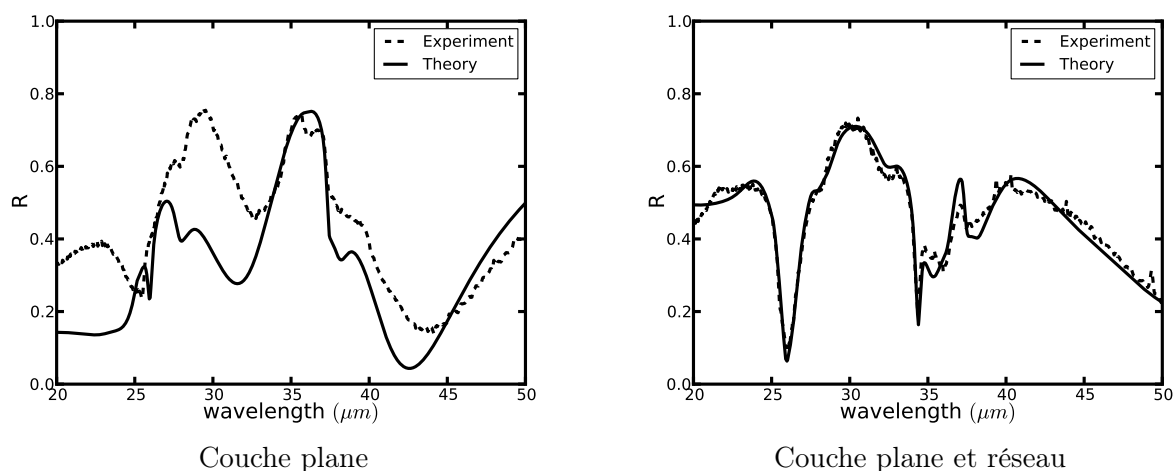


FIGURE E.5 – Réflectivité expérimentale et théorique en utilisant le modèle d'alliage isotrope pour la fonction diélectrique du super-réseau. A gauche, pour la structure sans réseau, à droite pour la structure avec réseau. L'ajustement est effectué pour la réflectivité avec réseau, et les paramètres obtenus sont réinjectés dans le calcul de la réflectivité de la structure sans réseau.

Des études plus poussées sont donc nécessaires pour développer un modèle adéquat. Notons aussi que nous pouvons faire des mesures supplémentaires pour fixer des paramètres du modèle (Spectroscopie Raman pour obtenir les fréquences des phonons par exemple,...). Ceci est l'objet d'une étude à part entière, et nous utilisons un modèle isotrope ajusté à la couche avec réseau pour notre étude.

Bibliographie

- [Adachi 1985] Sadao Adachi. *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications*. Journal of Applied Physics, vol. 58, no. 3, pages R1–R29, 1985. (Cit  en page 88.)
- [Agranovich 1982] V. M. Agranovich et D. L. Mills. Surface polaritons : Electromagnetic waves of surfaces and interfaces. North-Holland, April 1982. (Cit  en pages 1 et 14.)
- [Agranovich 1985] V. M. Agranovich et V. E. Kravtsov. *Notes on crystal optics of superlattices*. Solid State Communications, vol. 55, no. 1, page 85, 1985. (Cit  en page 171.)
- [Anderson 1971] W.E. Anderson et R.W. Alexander Jr. *Surface Plasmons and the Reflectivity of n-Type InSb*. Physical Review Letters, vol. 27, no. 16, page 1057, 1971. (Cit  en pages 32 et 56.)
- [Asai 1990] H. Asai et Y. Kawamura. *Well-width dependance of intersubband absorption in InGaAs/AlAs multiquantum wells*. Applied Physics Letters, vol. 56, page 1149, 1990. (Cit  en page 92.)
- [Atwater 2010] H.A. Atwater et A. Polman. *Plasmonics for improved photovoltaic devices*. Nature Materials, vol. 9, page 205, 2010. (Cit  en page 1.)
- [Au 2008] Y-Y Au, H.S. Skulason et S. Ingvarsson. *Thermal radiation spectra of individual subwavelength microheaters*. Physical Review B, vol. 78, page 085402, 2008. (Cit  en page 38.)
- [Barnes 1935] R.B. Barnes, W.S. Benedict et C.M. Lewis. *The Far Infrared Spectrum of H₂O*. Physical Review, vol. 47, page 918, April 1935. (Cit  en page 41.)
- [Barnes 1996] W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson et J. R. Sambles. *Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings*. Physical Review B, vol. 54, no. 9, pages 6227–6244, Sep 1996. (Cit  en page 157.)
- [Barnes 2003] William L. Barnes, Alain Dereux et Thomas W. Ebbesen. *Surface plasmon sub-wavelength optics*. Nature, vol. 424, no. 6950, pages 824–830, 2003. (Cit  en page 1.)
- [Ben-Abdallah 2004] P. Ben-Abdallah. *Thermal antenna behavior for thin-film structures*. Journal of Optical Society of America, vol. 21, no. 7, page 1368, 2004. (Cit  en page 38.)
- [Berger 1995] V. Berger, G. Vermeire, P. Demeester et C. Weisbuch. *Normal incidence intersubband absorption in vertical quantum wells*. Journal of Applied Physics, vol. 66, page 218, 1995. (Cit  en page 80.)
- [Berini 2009] P. Berini. *Long-range surface plasmons polaritons*. Advances in Optics and Photonics, vol. 1, page 484, 2009. (Cit  en pages 68 et 98.)
- [Betti 1989] M.G. Betti, U. del Pennino et C. Mariani. *Collective and vibrational excitations on the n-doped GaAs(110) surface*. Physical Review B, vol. 39, no. 9, page 5887, 1989. (Cit  en page 57.)
- [Boggs 1992] P. T. Boggs, R. H. Byrd, J. R. Rogers et R. B. Schnabel. *User’s reference guide for ODRPACK version 2.01 software for weighted orthogonal distance regression*. National Inst. of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1992. (Cit  en pages 60 et 121.)

- [Born 1954] M. Born et K. Huang. dynamical theory of crystal lattices. Oxford University Press, New York, 1954. (Cité en pages 12 et 25.)
- [Bouchon 2010] P. Bouchon, F. Pardo, R. Haïdar et J-L. Pelouard. *Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation*. Journal of Optical Society of America A, vol. 27, no. 4, page 696, 2010. (Cité en page 33.)
- [Brun 2010] M-A. Brun, F. Formanek, A. Yasud, M. Sekine, N. Ando et Y. Eishii. *Terahertz imaging applied to cancer diagnosis*. Physics in Medicine and Biology, vol. 55, page 4615, 2010. (Cité en page i.)
- [Bryksin 1971] V.V. Bryksin, Y.M. Gerbshtein et D.N. Mirlin. Fiz. Tverd. Tela., vol. 13, page 2125, 1971. (Cité en pages iv et 13.)
- [Bryksin 1972] V.V. Bryksin, D.N. Mirlin et I.I. Reshina. *Surface Plasmon-Phonon interaction in n-InSb*. Solid State Communications, vol. 11, page 695, 1972. (Cité en page 18.)
- [Bryksin 1974] V.V. Bryksin, D.N. Mirlin et Y.A. Firsov. *Surface optical phonons in ionic crystals*. Usp. Fiz. Nauk, vol. 113, pages 29 [Sov. Phys. Usp. 1975, 17, 305], 1974. (Cité en page 14.)
- [Carminati 1999] Rémi Carminati et Jean-Jacques Greffet. *Near-Field Effects in Spatial Coherence of Thermal Sources*. Physical Review Letters, vol. 82, no. 8, pages 1660–1663, Feb 1999. (Cité en page 38.)
- [Chen 1976] W.P. Chen, Y.J. Chen et E. Burstein. *The interface EM modes of a "Surface Quantized" plasma layer on a semiconductor surface*. Surface Science, vol. 58, page 263, 1976. (Cité en pages 123 et 161.)
- [Chen 1989] Y. Chen, S. Nannarone, J. Schaefer, J.C. Hermanson et G.J. Lapeyre. *Coupled plasmon and phonon excitations in the space-charge layer on GaAs(110) surfaces*. Physical Review B, vol. 39, no. 11, page 7653, 1989. (Cité en page 57.)
- [Chen 2006] H. Chen, W.J. Padilla, J.M.O. Zide, A.C. Gossard, A.J. Taylor et R.D. Averitt. *Active Terahertz Metamaterial devices*. Nature, vol. 444, page 597, 2006. (Cité en pages 136 et 142.)
- [Chen 2008] H. Chen, J.F. O'Hara, A.K. Azad, A.J. Taylor, R.D. Averitt adn D.B. Shrekenhamer et W.J. Padilla. *Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials*. Nature Photonics, vol. 2, page 295, 2008. (Cité en pages 72, 74, 142 et 156.)
- [Chu 1988] H. Chu et Y-C Chang. *Phonon-Polariton modes in supperlattices : The effect of spatial dispersion*. Physical Review B, vol. 38, no. 17, page 12369, 1988. (Cité en pages xxii, 167 et 173.)
- [Craig 1994] K. Craig, C.L. Felix, J.N. Heyman, A.G. Markelz, M.S. Sherwin, K.L. Campman, P.F. Hopkins et A.C. Gossard. *Far-infrared saturation spectroscopy of a single square well*. Semiconductor Science and Technology, vol. 9, page 627, 1994. (Cité en page 91.)
- [Cunningham 1974] S.L. Cunningham, A.A. Maradudin et R.F. Wallis. *Effect of a charge layer on the surface-plasmon-polariton dispersion curve*. Physical Review B, vol. 10, no. 8, page 3342, 1974. (Cité en page 56.)
- [Dini 2003] D. Dini, R. Köhler, A. Tredicucci, G. Biasiol et L. Sorba. *Microcavity Polariton Splitting of Intersubband Transitions*. Physical Review Letters, vol. 90, no. 11, page 116401, March 2003. (Cité en page 161.)

- [Drexhage 1974] K.H. Drexhage. North holland amsterdam édition, 1974. (Cité en page 8.)
- [Dumelow 1990] T. Dumelow, A.A. Hamilton, T.J. Parker, D.R. Tilley, C.T.B. Foxon, D. Hilton et K.J. Moore. *Far infrared measurement of bulk and surface phonons in GaAs/AlAs Superlattices*. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 11, no. 8, page 901, 1990. (Cité en pages 167 et 171.)
- [Dumelow 1993] T. Dumelow et D.R. Tilley. *Optical properties of semiconductor superlattices in the far infrared*. Journal of Optical Society of America A, vol. 10, no. 4, page 633, 1993. (Cité en pages 167 et 171.)
- [Dvoynenko 1999] M.M. Dvoynenko, A.V. Goncharenko, V.R. Romaniuk et E.F. Venger. *Optical phonon damping in the ultrathin-layer GaAs/AlAs superlattices*. Superlattices and Microstructures, vol. 26, no. 5, page 333, 1999. (Cité en page 167.)
- [Edwards 2008] B. Edwards, A.Alù, M.E. Young, M. Silveirinha et N. Engheta. *Experimental Verification of Epsilon-Near-Zero Metamaterial Coupling and Energy Squeezing Using a Microwave Waveguide*. Physical Review Letters, vol. 100, page 033903, Jan 2008. (Cité en page 100.)
- [Ehlers 1986] D.H. Ehlers et D.L. Mills. *Self consistent calculations of depletion and accumulation layer profiles in n-type GaAs*. Physical Review B, vol. 34, no. 6, page 3939, 1986. (Cité en page 57.)
- [Ehlers 1987] D.H. Ehlers et D.L. Mills. *Surface plasmons on n-type semiconductors : Influence of depletion and accumulation layers*. Physical Review B, vol. 2, no. 36, page 1051, 1987. (Cité en page 57.)
- [Etchegoin 2006] P.G. Etchegoin, E.C. Le Ru et M. Meyer. *An analytical model for the optical properties of gold*. Journal of Chemicals Physic, vol. 125, page 164705, 2006. (Cité en page 3.)
- [Faist 1994] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson et A.Y. Cho. *Quantum cascade laser*. Science, vol. 264, no. 5158, page 553, 1994. (Cité en page iii.)
- [Fekete 2005] L. Fekete, J.Y. Hlinka, F. Kadlec, P. Kuzel et P. Mounaix. *Active optical control of the terahertz reflectivity of high-resistivity semiconductors*. Optics Letters, vol. 30, no. 5, page 1992, 2005. (Cité en page 155.)
- [Fekete 2007] L. Fekete, F. Kadlec, P. Kuzel et H. Nemeč. *Ultrafast opto-terahertz photonic crystal modulator*. Optics Letters, vol. 32, no. 6, page 680, 2007. (Cité en pages 72 et 155.)
- [Fischer 1970] B. Fischer et N. Marschall. Proceedings of the Tenth International Conference on the physics of Semi-conductors, 1970. (Cité en page 32.)
- [Fischer 1973] B. Fischer, N. Marschall et H.J. Queisser. *Experimental studies of optical surface excitations*. Surface Science, vol. 34, page 50, 1973. (Cité en pages 13 et 14.)
- [Gervais 1974] F. Gervais et B. Piriou. *Temperature dependance of transverse- and longitudinal -optic modes in TiO₂ (rutile)*. Physical Review B, vol. 10, page 1642, 1974. (Cité en page 25.)
- [Giehler 1999] M. Giehler, H. Kostial et H.T.Grahn. *Wood Anomalies in the Infrared Spectra of Grating-Coupler-Induced Surface Phonon Polaritons in GaAs*. Physica Status Solidi bP, vol. 215, page 149, 1999. (Cité en page 32.)

- [Goubau 1950] G. Goubau. *Surface Waves and Their Application to Transmission Lines*. Journal of Applied Physics, vol. 21, page 1119, 1950. (Cité en page 8.)
- [Greffet 1998] J.-J. Greffet et M. Nieto-Vesperinas. *Field Theory for generalized bidirectional reflectivity : derivation of Helmholtz's reciprocity principle and Krichhoff's law*. Journal of Optical Society of America A, vol. 15, no. 10, page 2735, 1998. (Cité en page 37.)
- [Greffet 2002] Jean-Jacques Greffet, Rémi Carminati, Karl Joulain, Jean-Philippe Mulet, Stéphane Mainguy et Yong Chen. *Coherent Emission of Light by Thermal Sources*. Nature, vol. 416, page 61, March 2002. (Cité en page 38.)
- [Harwit 2010] Martin Harwit, George Helou, Lee Armus, C. Matt Bradford, Paul F. Goldsmith, Michael Hauser, David Leisawitz, Daniel F. Lester, George Rieke, , Stephen A. Rinehart, Morten Andersen, Philip Appleton, Eric Becklin, Chas Beichman, Edwin A. Bergin, Nicolas Billot, Andrew Blain, James J. Bock, Francois Boulanger, Michael E. Brown, Adam Burrows, Daniela Calzetti, Sean J. Carey, Christine H. Chen, Ed Churchwell, Kalliopi Dasyra, Peter K. Day, Vandana Desai, Mark Devlin, Mark Dickinson, C. Darren Dowell, Pierre Echternach, Fabiana Faustini, Jacqueline Fischer, David T. Frayer, Perry A. Gerakines, Bob Gehrz, Varoujan Gorjian, James G. Ingalls, Kate G. Isaak, Hannah Jang-Condell, Matthew E. Kenyon, Peter Lawson, Joseph Lazio, Matt Malkan, Peter G. Martin, Hideo Matsuhara, Margaret Meixner, Gary Melnick, Sergio Molinari, Mark Morris, Eric J. Murphy, Takao Nakagawa, Patrick Ogle, Christopher G. Paine, Yvonne Pendleton, Andreea O. Petric, Judy Pipher, Takashi Onaka, Simon Radford, Jeonghee Rho, Jane Rigby, Aki Roberge, Samir Salim, Michael Shull, Robert F. Silverberg, J. D. Smith, Philip H. Stahl, Christopher C. Stark, Haroyuki Sugita, Motohide Tamura, Martin Ward, Al Wootten, Harold W. Yorke, et Jonas Zmuidzinas. *Far-Infrared/Submillimeter Astronomy from Space Tracking an Evolving Universe and the Emergence of Life A White Paper and Set of Recommendations for The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey of 2010*, 2010. (Cité en page i.)
- [Harwitt 1987] A. Harwitt et J.S. Harris Jr. *Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transitions*. Applied Physics Letters, vol. 50, page 685, 1987. (Cité en page 91.)
- [Hessel 1965] A. Hessel et A.A. Oliner. *A New Theory of Wood's Anomalies on Optical Gratings*. Applied Optics, vol. 4, no. 10, page 1275, 1965. (Cité en page 31.)
- [Hillenbrand 2002] R. Hillenbrand, T. Taubner et F. Keilmann. *Phonon-enhanced light-matter interaction at the nanometer scale*. Nature, vol. 418, page 159, 2002. (Cité en page 38.)
- [Hunsche 1994] S. Hunsche, K. Leo, H. Kurz et K. Köhler. *Femtosecond intersubband relaxation in GaAs quantum wells*. Physical Review B, vol. 50, no. 8, page 5791, 1994. (Cité en page 91.)
- [Hwang 2010] E. Hwang, I. Smolyaninov et C. Davis. *Surface Plasmon Polariton Enhanced Fluorescence from Quantum Dots on Nanostructured Metal Surfaces*. Nano Letters, vol. 10, page 813, 2010. (Cité en page iv.)
- [Inaoka 2001] T. Inaoka. *Evolution of elementary excitations at a doped polar semiconductor surface in a depletion -layer formation process*. Physical Review B, vol. 63, no. 63, page 165322, 2001. (Cité en page 57.)

- [Janke 2005] C. Janke, J. Gomez Rivas, P. Haring Bolivar et H. Kurz. *All-optical switching of the transmission of electromagnetic radiation through subwavelength apertures*. Optics Letters, vol. 30, no. 18, page 2357, 2005. (Cité en pages 72 et 157.)
- [Jones 1995] T.S. Jones, M.O. Schweitzer, N.V. Richardson, G.R. Bell et C.F. McConville. *Depletion layers, plasmon dispersion and the effects of temperature in degenerate InSb(110) : A study by electron-energy-loss spectroscopy*. Physical Review B, vol. 51, no. 24, page 17675, 1995. (Cité en page 57.)
- [Joulain 2003] K. Joulain, R. Carminati, J-P. Mulet et J-J. Greffet. *Definition and measurement of the local density of electromagnetic states close to an interface*. Physical Review B, vol. 68, page 245405, 2003. (Cité en page 8.)
- [Joulain 2005] K. Joulain, J-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati et J-J. Greffet. *Surface electromagnetic waves thermally excited : Radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces revisited in the near field*. Surface Science Reports, vol. 57, page 59, 2005. (Cité en page 8.)
- [Julien 1988] F.H. Julien, J-M. Lourtioz, N. Herschkorn, D. Delacourt, J.P. Pocholle, M. Papuchon, R. Planel et G. Le Roux. *Optical saturation of intersubband absorption in GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum wells*. Applied Physics Letters, vol. 53, no. 2, page 116, 1988. (Cité en pages 91 et 131.)
- [Kane 1988] M. J. Kane, M. T. Emeny, N. Apsley, C. R. Whitehouse et D. Lee. *Inter-subband absorption in GaAs/AlGaAs single quantum wells*. Semiconductor Science and Technology, vol. 3, page 722, 1988. (Cité en pages 123 et 161.)
- [Kersting 2000] R. Kersting, G. Strasser et K. Unterrainer. *terahertz phase modulator*. Electronic Letters, vol. 36, no. 13, page 1156, 2000. (Cité en page 136.)
- [Kim 1979] O. K. Kim et W. G. Spitzer. *Infrared reflectivity spectra and Raman spectra of Ga_{1-x}Al_xAs mixed crystals*. Journal of Applied Physics, vol. 50, no. 6, pages 4362–4370, 1979. (Cité en pages xiii, xvi, 26, 100 et 170.)
- [Kiwa 2003] T. Kiwa, M. Tonouchi, M. Yamashita et K. Kawase. *Laser Terahertz emission microscope for inspecting electrical faults in integrated circuits*. Optics Letters, vol. 28, page 2058, 2003. (Cité en page i.)
- [Kleine-Ostmann 2004] T. Kleine-Ostmann, P. Dawson, K. Pierz, G. Hein et M. Koch. *Room temperature operation of an electrically driven terahertz modulator*. Applied Physics Letters, vol. 84, no. 18, page 3555, 2004. (Cité en page 136.)
- [Kohl 1971] F. Kohl. *Infrared reflectivity of InP*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 32, page 2481, 1971. (Cité en page 18.)
- [Kollyukh 2003] O.G. Kollyukh, A.I. Liptuga, V. Morozhenko et V.I. Pipa. *Thermal radiation of plane-parallel semitransparent layers*. Optics Communications, vol. 225, page 349, 2003. (Cité en page 38.)
- [Le Gall 1997] J. Le Gall, M. Olivier et J.-J. Greffet. *Experimental and theoretical study of reflection and coherent thermal emission by a SiC grating supporting a surface-phonon polariton*. Physical Review B, vol. 55, no. 15, pages 10105–10114, Apr 1997. (Cité en page 38.)

- [Levenson 1990] J.A. Levenson, G. Dolique, J.L. Oudar et I. Abram. *Intersubband carrier relaxation in highly excited GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum wells*. Physical Review B, vol. 41, no. 6, page 3688, 1990. (Cit  en pages 91, 92 et 131.)
- [Levine 1986] B.F. Levine, R.J. Malik, J. Walker, K.K. Choi, G. Bethea, D.A. Kleinman et J.M. Vandenberg. *Strong 8.2 microns infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides*. Applied Physics Letters, vol. 50, page 273, 1986. (Cit  en page 90.)
- [Li 1997] Lifeng Li. *New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings*. Journal of Optical Society of America A, vol. 14, no. 10, page 2758, October 1997. (Cit  en page 33.)
- [Litchinitser 2008] N.M. Litchinitser, A.I. Maimistov, I.R. Gabitov, R.Z. Sagdeev et V.M. Shalaev. *Metamaterials : electromagnetic enhancement at zero-index transition*. Optics Letters, vol. 33, no. 20, page 2350, 2008. (Cit  en page 100.)
- [Liu 2000] H.C. Liu et F. Capasso. Intersubband transitions in quantum wells : Physics and device applications i, volume 62 of *Semiconductors and semimetals Vol. 62*. Academic Press, San Diego, academic press  dition, 2000. (Cit  en pages 90 et 159.)
- [Lockwood 2005] D.J. Lockwood, G. Yu et N.L. Rowell. *Optical phonon frequencies and damping in AlAs, GaP, GaAs, InP, InAs and InSb studied by oblique incidence infrared spectroscopy*. Solid State Communications, vol. 136, page 404, 2005. (Cit  en page 44.)
- [Lou 1990] B. Lou. *Far-infrared transmission spectra of GaAs-AlAs Superlattices at oblique incidence*. Solid State Communications, vol. 76, no. 12, page 1395, 1990. (Cit  en pages 167 et 171.)
- [Luk'yanchuk 2010] B. Luk'yanchuk, N.I. Zheludev, S.A. Maier, N.J. Halas, P. Nordlander, H. Giessen et C.T. Chong. *The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials*. Nature Materials, vol. 9, page 707, 2010. (Cit  en page 119.)
- [Mainman 1960] T.H. Mainman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, page 493, 1960. (Cit  en page i.)
- [Manasreh 1990] M.O. Manasreh, F. Szmulowicz, D.W. Fischer, K.R. Evans et C.E. Stutz. *Intersubband infrared absorption in a GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As quantum well structure*. Applied Physics Letters, vol. 57, page 1790, 1990. (Cit  en page 92.)
- [Marquier 2004] F. Marquier, K. Joulain, J-P. Mulet, R. Carminati et J-J. Greffet. *Coherent spontaneous emission of light by thermal sources*. Physical Review B, vol. 69, page 155412, 2004. (Cit  en page 38.)
- [Marschall 1971] N. Marschall, B. Fischer et H.J. Queisser. *Dispersion of surface Plasmons in InSb*. Physical Review Letters, vol. 27, page 95, 1971. (Cit  en pages 18, 32 et 56.)
- [Marschall 1972] N. Marschall et B. Fischer. *dispersion Of Surface Polaritons in GaP*. Physical Review Letters, vol. 28, no. 13, page 811, 1972. (Cit  en page 14.)
- [Mii 1990] Y.J. Mii, R.P.G. Karunasiri, K.L. Wang, M. Chen et P.F. Yuh. *Large Stark shifts of the local to global state intersubband transitions in step quantum wells*. Applied Physics Letters, vol. 56, page 1986, 1990. (Cit  en pages 91 et 137.)

- [Milekhin 1999] A. Milekhin, M.Rösch, A. Batke, D.R.T. Zahn, K. Kölher, P. Ganser, V. Preobrazhenskii et B. Semyagin. *Infrared and Raman studies of confined and interface optical phonons in short-period GaAs/AlAs superlattices with a grating coupler*. Journal of Vacuum Science and Technology B, vol. 17, no. 4, page 1738, 1999. (Cité en page 167.)
- [Miroshnichenko 2010] A. E. Miroshnichenko, S. Flach et Y. S. Kivshar. *Fano resonances in nanoscale structures*. Reviews of Modern Physics, vol. 82, page 2257, 2010. (Cité en page 119.)
- [Mittleman 1997] D. Mittleman, J. Cunningham, M. Nuss et M. Geva. *Non contact semiconductor wafer characterization with the terahertz Hall effect*. Applied Physics Letters, vol. 71, page 16, 1997. (Cité en page i.)
- [Nagel 2002] M. Nagel, P. Haring Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff et R. Büttner. *Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics*. Applied Physics Letters, vol. 80, no. 1, pages 154–156, 2002. (Cité en page i.)
- [Nkoma 1987] J.S. Nkoma. *Phonon polariton modes in semiconductor superlattices*. Solid State Communications, vol. 64, no. 11, pages 1383–1386, 1987. (Cité en page 167.)
- [Oberli 1987] D.Y. Oberli, D.R. Wake, M.V.Klein, J. Klem et T. Henserson adn H. Morkoç. *Time-Resolved Raman Scattering in GaAs Quantum Wells*. Physical Review Letters, vol. 59, no. 6, page 696, 1987. (Cité en pages 91 et 131.)
- [Ocelic 2004] N. Ocelic et R. Hillenbrand. *Subwavelength-scale tailoring of surface phonon polaritons by focused ion-beam implantation*. Nature Materials, vol. 3, page 606, 2004. (Cité en page 38.)
- [Ordal 1985] M.A. Ordal, R.J. Bell, Jr R. W. Alexander, L. L. Long et M. R. Querry. *Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared : Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W*. Applied Optics, vol. 24, no. 24, page 4493, 1985. (Cité en pages xiii, xv, 3 et 7.)
- [Palik 1985] E.D. Palik. Handbook of optical constants of solids, volume 1. Harcourt Brace Jovanovich, 1985. (Cité en pages xiii, xv, 3, 5, 7, 9, 12, 14, 44, 60, 76, 100, 122, 171, 172 et 174.)
- [Palka 2010] N. Palka, T. Trzcinski, M. Szustakowski et P. Zagrajev. *Influence of packaging on spectra of materials in THz range*. Proceedings SPIE, vol. 7837, 2010. (Cité en page i.)
- [Pardo] F. Pardo, Y. Gottesman et J-L. Pelouard. *Exact formulation of Maxwell's equations for lamellar gratings analysis*. To be published, vol. disponible sur demande à fabrice.pardo@lpn.cnrs.fr. (Cité en pages 33, 63, 131 et 168.)
- [Petit 1980] R. Petit. Electromagnetic theory of gratings. R. Petit, Berlin, New York, 1980. (Cité en page 31.)
- [Pinczuk 1979] A. Pinczuk, H.L. Störmer, R. Dingle et J.M. Worlock. *Observation of intersubband excitations in a multilayer two dimensional electron gas*. Solid State Communications, vol. 32, page 1001, 1979. (Cité en page 90.)
- [Puscasu 2008] I. Puscasu et W.L. Schaich. *Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches*. Applied Physics Letters, vol. 92, page 233102, 2008. (Cité en page 38.)

- [Raether 1988] H. Raether. Surface plasmons. Springer, 1988. (Cit  en pages 1 et 33.)
- [Raj 1985] N. Raj et D.R. Tilley. *Transverse surface and slab modes in semiconductor superlattices*. Solid State Communications, vol. 55, no. 4, page 373, 1985. (Cit  en page 171.)
- [Randall 1937] H.M. Randall, D.M. Dennison, N. Ginsburg et L.R. Weber. *The Far Infrared Spectrum of Water Vapor*. Physical Review, vol. 52, page 160, 1937. (Cit  en page 41.)
- [Rieder 1972] K.H. Rieder, N. Ishigame et L. Genzel. *Infrared Absorption by Coupled Surface-Phonon-Surface-Plasmon Modes in Microcrystals of CdO*. Physical Review B, vol. 10, no. 10, page 3804, 1972. (Cit  en page 57.)
- [Rivas 2004] J. Gomez Rivas, P. Haring Bolivar et H. Kurz. *thermal switching of the enhanced transmission of terahertz radiation through subwavelength apertures*. Optics Letters, vol. 29, no. 14, page 1680, 2004. (Cit  en pages 72 et 157.)
- [Rivas 2005] J. Gomez Rivas, C. Janke, P. Haring Bolivar et H. Kurz. *Transmission of THz radiation through InSb gratings of subwavelength apertures*. Optics Express, vol. 13, no. 3, page 847, 2005. (Cit  en pages 72 et 157.)
- [Rivas 2006] J. Gomes Rivas, J.A. Sanchez-Gil, M. Kuttge, P. Haring Bolivar et H. Kurz. *Optically switchable mirrors for surface plasmon polaritons propagating on semiconductor surfaces*. Physical Review B, vol. 74, page 245324, 2006. (Cit  en pages 72 et 157.)
- [Rosencher 2002] E. Rosencher et B. Vinter. Opto electronique. Sciences Sup, 2002. (Cit  en pages 90 et 129.)
- [Rothman 2005] L.S. Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe, D.C. Benner, M. Birk, L.R. Brown, M.R. Carleer, C. Chackerian Jr., K. Chance, L.H. Coudert, V. Dana, V.M. Devi, J.-M. Flaud, R.R. Gamache, A. Goldman, J.-M. Hartmann, K.W. Jucks, A.G. Maki, J.-Y. Mandin, S.T. Massie, J. Orphal, A. Perrin, C.P. Rinsland, M.A.H. Smith, J. Tennyson, R.N. Tolchenov, R.A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi et G. Wagner. *The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative transfer, vol. 96, pages 139–204, 2005. (Cit  en page 41.)
- [Sarid 1981] Dror Sarid. *Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films*. Physical Review Letters, vol. 47, no. 26, pages 1927–1930, Dec 1981. (Cit  en pages 68, 69 et 98.)
- [Schubert 2006] Hiltmar Schubert et A. Rimski-Korsakov,  diteurs. Stand-off explosives detection using terahertz technology, volume 11 of *NATO Security through Science Series*. Springer Netherlands, 2006. (Cit  en page i.)
- [Schuller 2009] J.A. Schuller, T. Taubner et M.L. Brongersma. *Optical antenna thermal emitters*. Nature Photonics, vol. 3, page 658, 2009. (Cit  en page 38.)
- [Schuller 2010] J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White et M.L. Brongersma. *Plasmonics for extreme light concentration and manipulation*. Nature Materials, vol. 9, page 193, 2010. (Cit  en page 1.)
- [Selmeier 1987] A. Selmeier, H.J. H bner, G. Abstreiter, G. Weinmann et W. Schlapp. *Inter-subband relaxation in GaAs-AlxGa-xAs quantum well structures observed directly by an Infrared bleaching technique*. Physical Review Letters, vol. 59, no. 12, page 1345, 1987. (Cit  en page 91.)

- [Shi 1996] J. Shi. *Comment on "Phonon polariton modes in semiconductor superlattices"*. Solid State Communications, vol. 98, no. 4, page 337, 1996. (Cité en page 167.)
- [Silveirinha 2006] M. Silveirinha et N. Engheta. *Tunnelling of Electromagnetic Energy through Subwavelength Channels and bends using epsilon-near-zero Materials*. Physical Review Letters, vol. 97, page 157403, 2006. (Cité en pages 98 et 99.)
- [Sirtori 1998] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson et A.Y. Cho. *Long-wavelength ($\lambda \approx 8-11.5 \mu\text{m}$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons*. Optics Letters, vol. 23, no. 17, page 1366, 1998. (Cité en page iv.)
- [Sirtori 2002] C. Sirtori. *Applied physics : Bridge for the terahertz gap*. Nature, vol. 417, pages 132–133, 2002. (Cité en page i.)
- [Streight 1988] S.R. Streight et D.L. Mills. *Surface plasmons on doped semiconductor films : Influence of the depletion region*. Physical Review B, vol. 38, no. 12, page 8526, 1988. (Cité en page 57.)
- [Streight 1989] S.R. Streight et D.L. Mills. *Nonlocal theory of collective excitations in doped semiconducting films : The effect of depletion and accumulation layers*. Physical Review B, vol. 40, no. 15, page 10488, 1989. (Cité en page 57.)
- [Tan 1990] I.H. Tan, G.L. Snider et E.L. Hu. *A self consistent solution of Schrodinger -Poisson equations using a nonuniform mesh*. Journal of Applied Physics, vol. 68, page 4071, 1990. (Cité en pages 80 et 126.)
- [Theiss 2010] J. Theiss, P. Pavaskar, P. Echternach, R. Muller et S. Cronin. *Plasmonic nanoparticles arrays with nanometer separation for high-performance SERS substrates*. Nano Letters, vol. 10, page 2749, 2010. (Cité en page iv.)
- [Todorov 2010] Y. Todorov, A.M. Andrews, R. Colombelli, S. De Liberato, C. Ciuti, P. Klang, G. Strasser et C. Sirtori. *Ultrastrong Light-Matter Coupling Regime with Polariton Dots*. Physical Review Letters, vol. 105, page 196402, 2010. (Cité en pages 124, 161 et 162.)
- [Tonouchi 2007] M. Tonouchi. *Cutting-edge terahertz technology*. Nature Photonics, vol. 1, page 97, 2007. (Cité en page i.)
- [Trofimov 2010] V.A. Trofimov, S.A. Varentsova et J. Chen. *2D THz and GHz signature for identification of explosive on reflected THz signal*. Proceedings SPIE, vol. 7854, 2010. (Cité en page i.)
- [Varga 1965] B. B. Varga. *Coupling of Plasmons to Polar Phonons in Degenerate Semiconductors*. Physical Review, vol. 137, no. 6A, pages A1896–A1902, Mar 1965. (Cité en page 18.)
- [Vassant 2010] S. Vassant, F. Marquier, J.J. Greffet, F. Pardo et J.L. Pelouard. *Tailoring GaAs terahertz radiative properties with surface phonons polaritons*. Applied Physics Letters, vol. 97, page 161101, 2010. (Cité en pages v et 33.)
- [Volatier 2010] M. Volatier, D. Duchsne, R. Morandotti, R. Ares et V. Aimez. *Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂-promoted passivation*. Nanotechnology, vol. 21, page 134014, 2010. (Cité en page 83.)

- [von Allment 1988] P. von Allment, M. Bent, G. Petrocellit, F-K. Reinhartt et G. Harbeke. *Intersubband absorption in GaAs/AlGaAs quantum wells between 4.2K and room temperature*. Semiconductor Science and Technology, vol. 3, page 1211, 1988. (Cité en page 92.)
- [Vurgaftman 2001] I. Vurgaftman, J.R. Meyer et L.R. Ram-Mohan. *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*. Journal of Applied Physics, vol. 89, no. 11, page 5815, February 2001. (Cité en pages xvi, 25, 72, 88 et 126.)
- [Wallis 1972] R.F. Wallis, J.J. Brion, E. Burstein et A. Harstein. *Proceedings of the Eleventh International Conference on the Physics of Semiconductors*. page 1448, Warsaw, 1972. PWN-Polish Scientific Publishers. (Cité en page 56.)
- [Watanabe 1989] J. Watanabe, K. Uchinokura et T. Sekine. *Surface-phonon polariton on gratings of GaP thin slabs :Far-infrared reflection*. Physical Review B, vol. 40, no. 8, page 5677, 1989. (Cité en page 32.)
- [West 1986] L.C. West et S.J. Eglash. *First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well*. Applied Physics Letters, vol. 46, page 1156, 1986. (Cité en pages 90 et 131.)
- [Williams 2007] B.S. Williams. *Terahertz quantum-cascade lasers*. Nature Photonics, vol. 1, page 517, 2007. (Cité en page iii.)
- [Wood 1902] R. Wood. *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum*. Phil. Mag., vol. 4, pages 396–402, 1902. (Cité en page 31.)
- [Yamamoto 1985] K. Yamamoto, K. Kimura, U. Ueda, H. Kasahara et T. Okada. *Infrared absorption by coupled surface-phonon-surface-plasmon modes in small GaAs crystals*. Journal of Physics C : Solid State Physics, vol. 18, page 2361, 1985. (Cité en page 57.)
- [Yasui 2005] T. Yasui, T. Yasuda, K. Sawanaka et T. Araki. *Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying process in paint film*. Applied Optics, vol. 44, page 6849, 2005. (Cité en page i.)
- [Yu 2003] G. Yu, N.L. Rowell, D.J. Lockwood et Z. R. Wasilewski. *Infrared Reflectivity of (GaAs) m /(AlAs) n superlattices*. Applied Physics Letters, vol. 83, no. 18, page 3683, 2003. (Cité en page 167.)
- [Zayats 2005] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov et A.A. Maradudin. *Nano-optics of surface plasmon polaritons*. Physics Reports, vol. 408, page 131, 2005. (Cité en page 1.)
- [Zhang 2004] X.C. Zhang. *Inspection of space Shuttle insulation foam defects using 0.2 THz Gunn diode oscillator*. IEEE Conference digest of IRMMW-THz, page 753, 2004. (Cité en page i.)