



HAL
open science

Concepts 2D et 3D de résonateurs sub-longueur d'onde pour application à la photodétection

Benjamin Portier

► **To cite this version:**

Benjamin Portier. Concepts 2D et 3D de résonateurs sub-longueur d'onde pour application à la photodétection. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2013. Français. NNT: . pastel-00933300

HAL Id: pastel-00933300

<https://pastel.hal.science/pastel-00933300>

Submitted on 20 Jan 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.



LABORATOIRE
DE PHOTONIQUE
ET DE NANOSTRUCTURES



Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
CNRS – UPR20

École Doctorale de l'École Polytechnique

Concepts 2D et 3D de résonateurs sub-longueur d'onde pour application à la photodétection

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 17 Décembre 2013

pour l'obtention du

Diplôme de Docteur de l'École Polytechnique
Spécialité Physique

par

Benjamin PORTIER

Composition du jury

Rapporteurs : M. Gérard GRANET
M. Gaetano BELLANCA

Examineurs : M. Philippe LALANNE
M. Riad HAÏDAR
M. Fabrice PARDO
M. Philippe ADAM

Directeur de Thèse : M. Jean-Luc PELOUARD

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier Gérard Granet (professeur à l'université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand), Gaetano Bellanca (professeur à l'université de Ferrara, ou "Ferrari" comme on a pu l'entendre à la soutenance), Philippe Adam (responsable DGA pour la branche Photonique) et Philippe Lalanne (Directeur de Recherche au Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences de Bordeaux), qui ont tous accepté de faire partie de mon jury de thèse, et ont manifesté un grand intérêt pour mon travail.

Je remercie également chaleureusement Riad et Jean-Luc, qui m'ont donné l'opportunité unique de travailler dans l'équipe mixte ONERA-LPN. Dès notre premier entretien, ils ont su me convaincre de m'exiler sur les hauts plateaux sud-parisiens pour y explorer les tréfonds de l'infiniment petit. Ils ont ensuite lutté sans relâche contre mon éternel pessimisme, me permettant ainsi d'aller de l'avant en dépit de mes nombreuses désillusions. Je dois également beaucoup à Fabrice, puits de science et mine à idées du laboratoire, qui a joué un rôle déterminant dans ma réussite. Il peut également se targuer de truster mon top 10 des conversations les plus improbables à la pause de midi. Enfin, Patrick, qui m'a pris sous son aile lorsque je suis arrivé en stage, et qui n'a cessé depuis de me prodiguer de bons conseils. Et de me charrier, mais je ne lui en tiens pas rigueur.

Les échantillons réalisés en salle blanche ne seraient certainement pas aussi réussis si je n'avais pas été assisté dans ma tâche par les tauliers Christophe et Nathalie. Je garde notamment un excellent souvenir des séances MEB avec Christophe, encyclopédie du rock en 10 volumes et véritable placard à anecdotes. J'ai aussi eu la chance de travailler avec deux jeunes plein de ressources, Benjamin Vest et Michaël Verdun, sans qui certains des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit n'auraient pas vu le jour. Je leur souhaite à tous les deux plein de réussite dans la suite de leur thèse.

Côté ONERA, j'ai pu côtoyer une foule de spécimens étranges et attachants. Les plus importants évidemment appartiennent au clan du J3 : Emilie (ah, Emilie!), ma cobureau

préférée, que j'ai pris tant de plaisir à bisquer durant ces 3 années ! CharlieK, joueur invétéré de Diplo. Grég "WopWop" (je te jure que "Gélatine" est un mauvais autocorrect de mon téléphone !). Julio les bons tuyaux et ses t-shirts LaFraise. TomPouce et son regard malicieux dans le TGV Hyères-Paris. Les turbulents Pedro & BenJ, Paul "Lépine", papa Q. (nos courses en collants vont me manquer !), Christelle et ses soirées moules, sans oublier Clément "wanted", Florian, Mathilde, Hermance, et Stéphanie. À ceux-là s'ajoutent les piliers du D1 : Alain, Joël, Jérôme et Nicolas, grandes gueules mais toujours souriants. Brigitte Commelin, à qui je souhaite un prompt rétablissement, et ses amies secrétaires, charmantes et drôles. Je n'oublie pas non plus les foteux Fred, William, Marc, Martin et Jeff, ni Sophie et Pierre pour leur aide sur le projet Nightglow.

Côté LPN, la liste est tout aussi longue, avec d'abord les thésards : Nico, Florian, le flegmatique Clément, le bouillant Benoît, et bien entendu "crazy" Ines. Suivent les postdocs Ngoc, Gulnar, Petru, Nicolas PL, Sylvain et Emilie (non, l'autre), ainsi que Thibaut, Alejandra et Juanito. Enfin, Stéphane pour sa gestion impeccable des stocks de l'indispensable café (géré par papa Q. côté Onera), et le très souriant Andrea.

Sur un plan plus personnel, je remercie tous ceux qui ont pu me servir d'exutoire dans mes grands moments de frustration professionnelle. Je remercie d'abord mes coloc Cachanais : Brice et Adrien, qui nous ont quittés trop tôt, pressés par de nobles inspirations conjugales. Florian et ses drôles d'acointances. Gary et ses drôles de bières. Paul et ses drôles de slips. Gravitant tels des satellites autour de la coloc, Henri et Chlupette. Last but not least, ma famille, nombreuse, bruyante, disséminée un peu partout, mais toujours prompte à se réunir au Moulin ou à Meudon autour d'un copieux repas.

Et tout ceux que j'oublie, je les remercie aussi.

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
I Introduction à la détection infrarouge	5
1 L'infrarouge	7
1.1 Définition	7
1.1.1 Rayonnement thermique	7
1.1.2 Transmittance atmosphérique et rayonnement nightglow	8
1.1.3 Applications	10
1.2 Détection infrarouge	11
1.2.1 Détecteurs thermiques	11
1.2.2 Détecteurs quantiques	12
1.3 Conclusion	12
2 Détecteurs quantiques infrarouges	15
2.1 Description	15
2.1.1 Principe	15
2.1.2 Réponse optique	18
2.1.3 Réponse électrique	18
2.2 Sensibilité et bruit	20
2.2.1 Sources de bruit	20
2.2.2 Sensibilité	22
2.3 Objectif : améliorer la détectivité	23
2.3.1 Piste 1 : réduction de l'épaisseur de semiconducteur	25

2.3.2	Piste 2 : semiconducteurs à grand gap ($E_g > \frac{hc}{\lambda}$)	25
2.3.3	Piégeage optique à l'aide de réseaux métalliques	26
2.4	Conclusion	29
II Développement de méthodes numériques		31
3	Méthode modale FFPA	33
3.1	Introduction : technique d'intégration finie dans l'espace 3D	34
3.1.1	Maillages primal et dual	34
3.1.2	Formulations finies des équations de Maxwell intégrales	35
3.1.3	Forme approchée des équations constitutives	36
3.1.4	Résumé	37
3.2	Méthode modale FFPA	38
3.2.1	Équations de Maxwell exactes dans l'espace 2D	38
3.2.2	Approximation des équations constitutives	41
3.2.3	Équation modale	45
3.3	Algorithme de matrices S	46
3.4	Implémentation du code FFPA sur des exemples simples	47
3.4.1	Exemple 1 : damier	48
3.4.2	Exemple 2 : grille métallique suspendue	49
3.4.3	Exemple 3 : combinaison d'antennes MIM	50
3.5	Conclusion & Perspectives	51
4	Accélération du code avec les matrices creuses	53
4.1	Calcul accéléré de valeurs propres	54
4.1.1	Présentation du problème	54
4.1.2	Méthodes de résolution des équations aux valeurs propres	55
4.1.3	Vitesses de résolution : calcul complet vs. calcul réduit	56
4.2	Algorithme de matrices S réduit	58
4.2.1	Principe de l'algorithme réduit	58
4.2.2	Résultats	59
4.2.3	Exemple 1 : damier	59
4.2.4	Exemple 2 : grille métallique	61
4.3	Conclusion & Perspectives	64
III Confinement optique pour la détection à 2 photons		65
5	Détection à 2 photons sous le gap dans des systèmes résonants	67
5.1	Introduction à la détection à 2 photons (D2P)	68
5.1.1	Rappels d'optique non linéaire	68
5.1.2	Réponse linéaire ou quadratique d'une photodiode	69
5.1.3	Applications et perspectives de la détection à 2 photons (D2P)	70
5.1.4	État de l'art des détecteurs à 2 photons	73

5.2	Cavités résonantes métalliques pour la D2P	74
5.2.1	Description des cavités résonantes	74
5.2.2	Gain théorique de l'A2P	75
5.2.3	Gain d'une cavité simple or - GaAs - or	76
5.2.4	Résumé	77
5.3	Concept de cavités résonantes multimodes (CRM)	78
5.3.1	Définition	78
5.3.2	Graphes de fluence et formalisme de Mason	79
5.3.3	Exemple : cavité bimode avec miroir métallique en face arrière	81
5.4	Conclusion	84
6	Dimensionnement de cavités bimodes à base d'arséniure de gallium	85
6.1	Définition du cahier des charges	85
6.1.1	Caractéristiques du photodétecteur et bande spectrale	86
6.1.2	Paramètres de simulation	87
6.1.3	Dimensions latérales des couches	89
6.2	Cavité bimode avec un réseau lamellaire GaAs - air	90
6.2.1	Propriétés optiques de la structure 2PHOT01	91
6.2.2	Mise en évidence des résonances de cavité	94
6.2.3	Gain et tolérance angulaire de la structure	97
6.2.4	Résumé / Discussion	100
6.3	Cavité bimode pour une couche de GaAs uniforme	100
6.3.1	Propriétés optiques de la structure 2PHOT02	100
6.3.2	Mise en évidence des résonances de cavité	104
6.3.3	Gain et tolérance angulaire de la structure	106
6.4	Conclusion et Perspectives	109
7	Réalisation technologique (GaAs)	113
7.1	Fabrication	113
7.1.1	Report sur Pyrex	115
7.1.2	Retrait de substrat	116
7.1.3	Dépôt du réseau métallique	117
7.1.4	Fonctionnalisation des détecteurs	118
7.1.5	Observations	119
7.2	Caractérisations optiques et électriques	119
7.2.1	Caractéristique courant-tension des diodes	119
7.2.2	Mesures optiques sur banc FTIR	122
7.2.3	Mesure du signal de détection à 2 photons	123
7.3	Conclusion	125
IV	Confinement optique pour la détection à faible flux	127
8	Introduction : détecteurs InGaAs pour la vision nocturne	129
8.1	Détecteurs InGaAs	129

8.1.1	Propriétés physiques des composés $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	129
8.1.2	Propriétés optiques de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	130
8.1.3	Détecteur InGaAs à faible courant d'obscurité	131
8.2	Dispositifs pour la détection à faible flux	133
8.2.1	Exemple de détection à faible flux : détection nightglow	133
8.2.2	Réalisation de détecteurs de faible épaisseur	134
8.2.3	Déroulement de l'étude	137
8.3	Conclusion	137
9	Dimensionnement de cavités résonantes à base d'InGaAs	139
9.1	Cavité non structurée air - semiconducteur - métal	139
9.1.1	Cavité air- InGaAs -or	140
9.1.2	Intégration d'une couche d' InP	141
9.2	Étude comparative de l'ajout d'un réseau 1D en face arrière	142
9.2.1	Dimensionnement des structures NG1 et NG2	143
9.2.2	Étude des résonances de cavité	146
9.2.3	Hétérojonctions InP/InGaAs	150
9.2.4	Résumé	156
9.3	Passage aux réseaux 2D	157
9.3.1	Passage direct 1D - 2D	157
9.3.2	Étude des résonances	160
9.3.3	Comportement angulaire	162
9.3.4	Résumé	164
9.4	Conclusion	165
10	Étude des propriétés électroniques d'une diode de faible épaisseur	167
10.1	Analyse numérique de l'hétérojonction ANG	167
10.1.1	Description de l'hétérojonction	167
10.1.2	Simulations numériques	168
10.2	Caractérisation expérimentale	170
10.2.1	Réalisation de diodes aveugles	170
10.2.2	Caractéristique courant-tension des diodes	171
10.3	Conclusion	173
	Conclusion	175
	Annexe	181
	Bibliographie	187

Introduction

MA thèse s'est déroulée au sein du Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA et du Laboratoire de Physique et de Nanostructures (LPN) du CNRS, sous la direction conjointe de Riad Haïdar et de Jean-Luc Pelouard et avec un financement de la DGA. Les deux équipes collaborent depuis plusieurs années au sein du consortium MINAO (Micro et Nano-Optique) pour concevoir, fabriquer et caractériser de nouveaux composants optiques pour l'optique infrarouge à base de nanostructures métalliques. La structuration de la matière à des échelles sub-longueur d'onde permet de réaliser des fonctions optiques plus ou moins complexes, et ouvre la voie vers la miniaturisation et l'amélioration des performances des systèmes de détection infrarouge.

Objectifs et enjeux de mon travail de thèse

Les photodétecteurs infrarouges sont au cœur de mes travaux de thèse. Dans ces détecteurs, l'absorption de photons dans un matériau semiconducteur se traduit par une élévation du courant électrique, dont la mesure permet d'évaluer la puissance du rayonnement détecté. Ces dispositifs sont d'autant plus performants que l'absorption du rayonnement dans le semiconducteur est élevée, et le niveau de bruit est faible. Ce dernier, lorsqu'il est dominé par le courant d'obscurité, est significativement réduit lorsque le détecteur est maintenu à très basse température, mais cela engendre également un coût important. Dans ce contexte, j'ai étudié deux solutions alternatives au refroidissement pour réduire le niveau du courant d'obscurité de ces détecteurs :

- la première solution s'appuie sur le phénomène d'absorption à 2 photons (A2P) dans des matériaux semiconducteurs à grande énergie de gap. Ces matériaux génèrent des courants d'obscurité plus faibles, mais ne peuvent absorber les photons de faible énergie (inférieur au gap) que par paires, selon des processus non linéaires, qui sont intrinsèquement peu efficaces.

- la deuxième solution consiste à réduire le volume de matériau semiconducteur dans le détecteur. Ce faisant, le courant d'obscurité diminue, mais le matériau semiconducteur absorbe également une part plus faible du rayonnement.

Ces deux solutions permettent de réduire le bruit associé au courant d'obscurité dans les détecteurs, mais au prix d'une absorption plus faible du rayonnement dans le matériau semiconducteur. Pour y remédier, j'ai cherché à concevoir des dispositifs photodétecteurs intégrant des nanorésonateurs métalliques. Le rôle de ces nanorésonateurs est d'améliorer la capacité d'absorption des détecteurs, en piégeant optiquement les photons dans le matériau semiconducteur. La conception de ces nouveaux détecteurs se résume en deux étapes : d'abord, une étape de simulation numérique, permettant de dimensionner ces structures et d'analyser les propriétés optiques des résonances. Ensuite, une étape de réalisation expérimentale, qui consiste à développer de nouveaux procédés de fabrication, et à mesurer les caractéristiques optoélectroniques de ces détecteurs.

Organisation du mémoire

Mon mémoire se divise en quatre parties. Dans la première partie, je rappelle les principes et les enjeux relatifs à la photodétection infrarouge. Dans la deuxième partie, je décris le code de simulation numérique que j'ai développé afin d'analyser les propriétés optiques des nanorésonateurs. Enfin, dans les deux dernières parties, je m'intéresse à la conception de détecteurs intégrant des nanorésonateurs métalliques, en vue de l'amélioration de leurs performances. La troisième partie est ainsi consacrée à l'exaltation de l'absorption à deux photons dans un détecteur à base d'arséniure de gallium (GaAs), et la quatrième partie à l'augmentation de l'absorption dans une couche fine (typiquement 200 nm) d'arséniure d'indium gallium (InGaAs).

Première partie

Dans le chapitre 1, je présente brièvement les caractéristiques de la détection infrarouge, à savoir les sources de rayonnement, les filières de détection et leurs applications. Dans le chapitre 2, je décris le principe de fonctionnement des détecteurs quantiques en termes de réponse optique et électrique. En partant de la formule de la détectivité, je montre l'intérêt conceptuel de la réduction de l'épaisseur du matériau semiconducteur, ou de l'absorption à 2 photons. Enfin, je justifie la démarche consistant à intégrer des nanorésonateurs pour améliorer l'absorption.

Deuxième partie

Les dispositifs étudiés consistent en des empilements de couches incluant des réseaux périodiques selon une ou deux directions. Le dimensionnement de ces structures nécessitant de disposer d'outils de calculs performants, j'ai été amené à développer mon propre code pour simuler des empilements de réseaux 2D. Les matrices associées aux équations électromagnétiques sont très creuses, ce qui permet d'accélérer les calculs à l'aide d'algorithmes

spécifiques. Le formalisme associé au code de simulation est décrit dans le chapitre 3, et les performances du code sont évaluées sur des exemples de la littérature. Un procédé d'accélération spécifique aux matrices creuses, basé sur le calcul d'un nombre réduit de solutions des équations modales, est présenté dans le chapitre 4. Nous verrons qu'il permet de réduire significativement les temps de calcul dans certains cas, mais que dans le cas de structures métalliques sub-longueur d'onde, la perte de précision sur les résultats s'avère trop importante.

Troisième partie

Le premier concept étudié est celui d'un photodétecteur infrarouge à base d'arséniure de gallium. Ce matériau semiconducteur ne peut absorber des photons de longueur d'onde supérieure à 900 nm que par absorption à 2 photons. Le chapitre 5 s'attache à rappeler les caractéristiques de l'absorption à 2 photons appliquée à la photodétection, et à présenter les structures étudiées. Celles-ci consistent en des cavités formées par des miroirs métalliques de part et d'autres de la couche semiconductrice, dont le miroir en face avant et éventuellement la couche semiconductrice présentent des structurations périodiques. Dans l'hypothèse où l'onde se propage dans la cavité selon un nombre discret de modes optiques, un modèle analytique, basé sur le formalisme des graphes de fluence, est proposé pour faciliter l'étude des résonances. Le chapitre 6 est consacré à l'étude des propriétés optiques de deux cavités structurées périodiquement selon une direction. Celles-ci ont été dimensionnées à l'aide de simulations numériques de telle sorte que seuls deux modes se propagent dans la cavité. Nous verrons que ces structures présentent plusieurs résonances entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \mu\text{m}$, avec des gains de plusieurs ordres de grandeur sur l'absorption à 2 photons. L'une de ces structures a pu être fabriquée en salle blanche et caractérisée à la fois optiquement et électriquement. Le procédé de fabrication et les résultats des mesures optoélectroniques sont détaillés dans le chapitre 7.

Quatrième partie

Les photodétecteurs à base d'arséniure d'indium gallium (InGaAs) sont des détecteurs non refroidis couramment utilisés pour de la détection dans le proche infrarouge. Le premier chapitre (chapitre 8) sert à rappeler les caractéristiques de ces détecteurs et à présenter la démarche suivie lors de cette étude. Nous étudions une fois de plus des cavités structurées périodiquement, mais la face avant ne comporte pas de couche métallique, et les structurations périodiques sont introduites en face arrière de la couche semiconductrice. Plusieurs cavités résonantes ont été dimensionnées, avec différentes compositions et géométries du réseau en face arrière. Les propriétés optiques de ces structures sont analysées dans le chapitre 9. Nous verrons qu'il est possible d'obtenir une absorption large bande grâce à la contribution de plusieurs résonances, avec une faible dépendance vis-à-vis de l'angle d'incidence ou de la polarisation. Afin d'évaluer le bruit de ces détecteurs, des simulations numériques et des mesures expérimentales de la caractéristique courant-tension ont été menées pour une hétérojonction InP/InGaAs destinée à être intégrée dans une de ces cavités structurées. Les résultats sont présentés et commentés dans le chapitre 10.

Première partie

**Introduction à la détection
infrarouge**

Chapitre

1

L'infrarouge

Sommaire

1.1 Définition	7
1.1.1 Rayonnement thermique	7
1.1.2 Transmittance atmosphérique et rayonnement nightglow	8
1.1.3 Applications	10
1.2 Détection infrarouge	11
1.2.1 Détecteurs thermiques	11
1.2.2 Détecteurs quantiques	12
1.3 Conclusion	12

CE CHAPITRE vise à introduire les concepts relatifs à l'optique infrarouge. Nous commençons par présenter les principales sources de rayonnement infrarouge et leurs applications, ainsi que les deux grandes filières de détecteurs infrarouges.

1.1 Définition

Le rayonnement infrarouge (IR) fut d'abord mis en évidence par William Herschel en 1800. Celui-ci remarqua que l'élévation de température d'un thermomètre éclairé par le spectre solaire en sortie d'un prisme était maximale au-delà du rouge, et en déduisit l'existence d'un rayonnement infra-rouge invisible à l'œil nu. Le domaine infrarouge tel qu'on le définit aujourd'hui correspond aux longueurs d'onde comprises entre le visible et les micro-ondes, soit entre 780 nm et 1 mm, et est associé à des technologies et des applications spécifiques.

1.1.1 Rayonnement thermique

Le rayonnement thermique est la source principale de rayonnement infrarouge sur Terre. Tout objet à une température non nulle émet un rayonnement électromagnétique, du fait de l'agitation des molécules qui le composent. Dans le cas d'un corps idéal, aussi appelé corps noir ¹, la loi de Planck établit la relation suivante entre la luminance monochromatique du corps noir $\partial L^o / \partial \lambda$ et la température T :

$$\frac{\partial L^o(\lambda, T)}{\partial \lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right)} \quad [W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}], \quad (1.1)$$

¹Par définition, un corps noir est une cavité dont les bords sont à la température T , et dont les modes électromagnétiques sont en équilibre thermodynamique

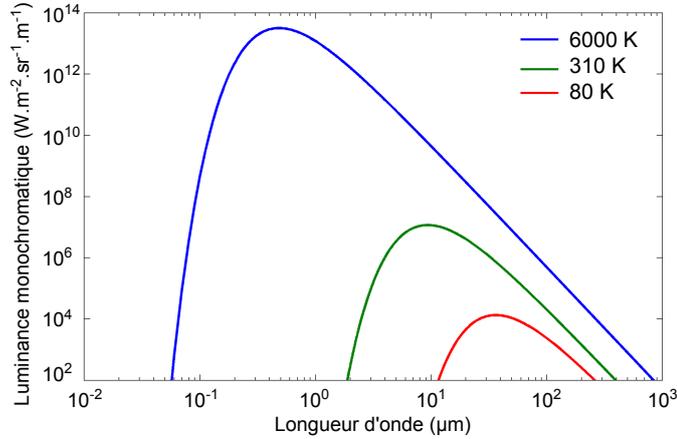


FIGURE 1.1 – Luminance énergétique en fonction de la longueur d’onde d’un corps noir à 6000 K (Soleil), 300 K (corps humain) et 80 K (azote liquide).

où λ est la longueur d’onde, h est la constante de Planck, k_B est la constante de Boltzmann, et c la vitesse de la lumière. La puissance monochromatique rayonnée par un corps noir à travers l’élément de surface dS et dans l’angle solide $d\Omega$ s’écrit :

$$\frac{\partial P}{\partial \lambda} = \frac{\partial L^\circ(\lambda, T)}{\partial \lambda} dS.d\Omega \quad [W.m^{-2}.m^{-1}]. \quad (1.2)$$

La figure 1.1 montre l’évolution de $\partial L^\circ/\partial \lambda$ à différentes températures en fonction de la longueur d’onde. On voit que plus le corps est chaud, plus la luminance est importante et s’étend sur une large gamme spectrale. Celle-ci passe systématiquement par un maximum, dont la position λ_{max} dépend de la température T selon la loi de Wien, dans l’hypothèse où $\lambda \ll hc/k_B T$:

$$\lambda_{max} = \frac{2898}{T} \quad [\mu m] \quad (1.3)$$

À 6000 K, soit la température du Soleil, la majeure partie du rayonnement se situe dans le spectre visible par l’œil humain, soit entre 400 nm et 700 nm. Un corps humain à 37 °C (~ 310 K) ou tout autre objet à température ambiante (300 K) rayonne dans l’infrarouge autour de 10 μm . Enfin, comme les photodétecteurs rayonnent thermiquement eux aussi, il est d’usage de les refroidir à très basse température (80 K) dans de l’azote liquide, ce qui déplace le maximum de rayonnement à 40 μm . Notons qu’un objet réel n’émet pas tout à fait comme un corps noir. Pour connaître la luminance de cet objet, il faut pondérer la luminance du corps noir par l’émissivité de l’objet selon la loi du rayonnement de Kirchhoff.

1.1.2 Transmittance atmosphérique et rayonnement nightglow

Transmittance atmosphérique

L’atmosphère terrestre est un milieu actif, composé d’une grande variété de molécules pouvant à la fois émettre ou absorber un rayonnement électromagnétique. Ainsi, la transmittance atmosphérique, représentée sur la figure 1.2, présente de nombreuses raies et bandes

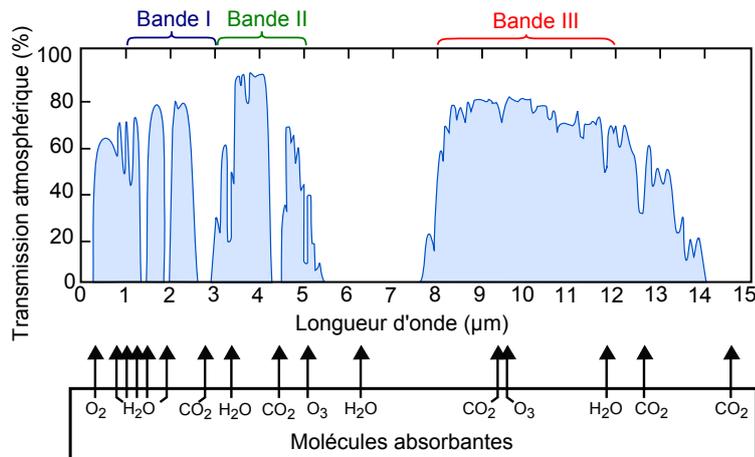


FIGURE 1.2 – Transmittance atmosphérique en fonction de la longueur d'onde. Les différents gaz qui composent l'atmosphère absorbent le rayonnement infrarouge à certaines longueurs d'onde, créant ainsi des bandes ou raies d'absorption. Le spectre infrarouge

d'absorption dans l'infrarouge, qui sont liées principalement aux phénomènes d'excitation-déexcitation des états vibrationnels de l'eau, du dioxyde de carbone, du dioxygène et de l'ozone. Les fenêtres de transparence de l'atmosphère sont autant de bandes spectrales où il est possible d'émettre ou de détecter un rayonnement infrarouge sur une longue distance. En optronique, on les désigne sous les noms de bandes I (1-3 μm), II (3-5 μm) et III (8-12 μm). Chacune donne lieu à des applications bien spécifiques.

Rayonnement nightglow

Au début du XX^e siècle, les astronomes ont détecté des anomalies dans leurs mesures du rayonnement céleste reçu par la Terre ; les valeurs obtenues étaient supérieures aux prédictions théoriques, qui ne prenaient en compte que le rayonnement cosmique issu du Soleil et des étoiles. Plus tard, il fut établi que ce surplus de rayonnement provenait de l'atmosphère terrestre, et plus spécifiquement de réactions entre espèces chimiques dans la haute atmosphère. Les molécules produites au cours de ces réactions présentent pour certaines un excès d'énergie qu'elles libèrent sous forme de rayonnement. Ce phénomène fut baptisé *airglow* dans les années cinquante, et plus spécifiquement *nightglow* lorsqu'il a lieu la nuit. Aux plus hautes latitudes, il est parfois possible de l'observer à l'œil nu lors des aurores boréales, même si généralement ce rayonnement est invisible et de très faible intensité.

La figure 1.3 montre les différentes contributions au spectre du rayonnement céleste mesurées dans la haute atmosphère pour une nuit sans lune. On distingue celle des étoiles hors du système solaire *Faint Stars*, ainsi que celles des particules du système solaire (*Zodiacal light*) et interstellaires (*Cirrus*), qui diffusent la lumière des étoiles (dont le Soleil) et rayonnent thermiquement. Le nightglow, compris entre 150 nm et 4 μm , constitue la majeure partie de ce rayonnement à partir de 200 nm, et est 100 fois plus important dans le proche infrarouge que dans le visible.

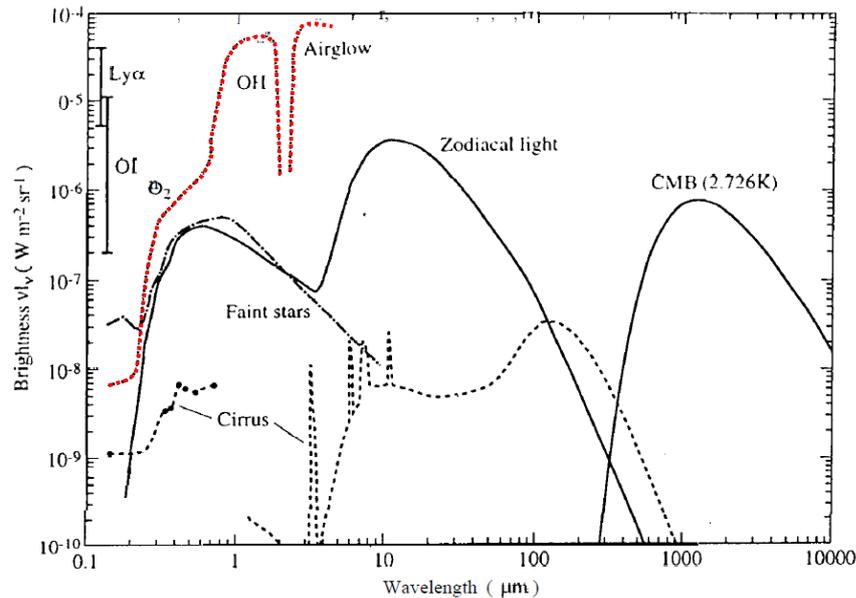


FIGURE 1.3 – Détail des différentes contributions au rayonnement céleste mesurées dans la haute atmosphère pour une nuit sans lune. *Zodiacal light* : lumière du soleil diffusée par les particules du système solaire + rayonnement thermique de ces particules. *Faint Stars* : rayonnement des étoiles hors du système solaire. *Cirrus* : réflexions sur les particules interstellaires (UV-visible) + rayonnement thermique de celles-ci (lointain IR). L'airglow (en rouge) est compris entre 100 nm et 4 μm . [1]

1.1.3 Applications

Historiquement, la détection infrarouge a d'abord intéressé les astronomes souhaitant étudier le rayonnement céleste. Lorsqu'il est devenu apparent que l'infrarouge permettait de "voir" en l'absence de lumière visible, notamment la nuit, les armées sont devenues les principales utilisatrices de détecteurs infrarouges, et les plus grandes pourvoyeuses de fond pour le développement des technologies associées. Celles-ci ont d'ailleurs été longtemps réservées à des applications militaires, du fait de leur coût très élevé. Depuis, de nombreuses avancées technologiques ont permis de réduire ces coûts et de développer de nouvelles applications civiles à grande échelle (voir figure 1.4).

Deux modes de détection sont possibles en imagerie infrarouge, suivant que l'on cherche à capter le propre rayonnement des objets d'une scène, ou la réflexion sur ces objets d'un rayonnement éclairant toute la scène. Typiquement, la détection dans les bandes II et III sert à détecter le rayonnement thermique des objets d'une scène à température ambiante, le maximum de rayonnement se situant autour de 10 μm comme nous l'avons vu plus tôt. Le contraste dépend alors de la différence de température entre les objets et la scène. On l'utilise pour des caméras de vision nocturne, destinées aussi bien à la surveillance de sites qu'à être embarquées dans les automobiles pour l'aide à la conduite de nuit. Elle sert également au guidage de missiles et à des applications de thermographie, pour réaliser des diagnostics thermiques d'installations industrielles ou de lieux d'habitation, ou pour faire de l'imagerie médicale.

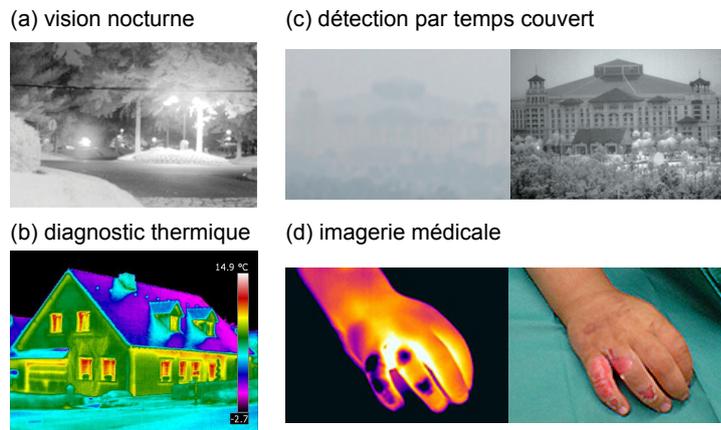


FIGURE 1.4 – Exemples d'applications pour la détection infrarouge.

La détection en bande I quant à elle sert davantage à imager les rayonnements réfléchis par les objets. De jour, elle offre un complément intéressant à l'imagerie dans le spectre visible, car elle permet par exemple de voir à travers le brouillard ou de la pollution. De nuit, elle permet d'imager une scène éclairée par des sources de lumière faible (nightglow, Lune, étoiles). En aéronautique, elle est également utilisée pour de la télédétection laser, qui permet d'étudier la nature des sols ou la composition atmosphérique. Enfin, il est important de mentionner les télécommunications, qui utilisent les bandes de fréquences autour de $1.3 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, et qui ont fortement contribué au développement des détecteurs en bande I.

1.2 Détection infrarouge

Le thermomètre de William Herschel constitue pour ainsi dire le premier prototype de détecteur infrarouge. Depuis, le rayonnement infrarouge a pu être mesuré avec toutes sortes de dispositifs et selon des principes physiques très variés. Ainsi, les détecteurs infrarouges utilisés de nos jours sont classés en deux catégories selon leur mode de fonctionnement :

- les détecteurs thermiques mesurent la variation des propriétés électriques d'un matériau subissant un échauffement consécutif à l'absorption du rayonnement.
- les détecteurs quantiques mesurent le courant électrique généré par absorption du rayonnement dans un matériau semiconducteur.

Comme nous allons le voir, ces deux familles de détecteurs ont des propriétés très différentes qui les rendent complémentaires.

1.2.1 Détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques intègrent des matériaux dont les propriétés électriques dépendent de leur température. Lorsqu'ils absorbent un rayonnement infrarouge, leur échauffement entraîne une modification du signal électrique du détecteur, qui peut être reliée à la puissance lumineuse absorbée. Les bolomètres résistifs sont des détecteurs thermiques très répandus.

Ils sont constitués d'un matériau absorbant suspendu (afin de l'isoler thermiquement du reste du dispositif), dont la résistivité dépend fortement de la température. La mesure du rapport courant - tension permet de déterminer la variation de la résistance du matériau, et de remonter à la puissance lumineuse absorbée. Les détecteurs pyroélectriques et les thermopiles sont deux autres types de détecteurs couramment utilisés, reposant sur des propriétés physiques légèrement différentes.

Les détecteurs thermiques sont bon marché et simples d'utilisation, car ils fonctionnent à température ambiante et sur des gammes spectrales étendues. Comparés aux détecteurs quantiques, ils sont plus lents et moins sensibles. Cependant, les dernières avancées technologiques ont permis de réduire leur temps de réponse, en diminuant notamment la taille des dispositifs. Il existe aujourd'hui des matrices de bolomètres permettant l'acquisition d'images de haute résolution en temps réel, sensibles à des variations de température de l'ordre de 50 mK.

1.2.2 Détecteurs quantiques

La détection quantique repose sur la génération d'un photocourant par absorption de photons dans un matériau semiconducteur. Dans une photodiode classique, ceux-ci permettent la transition énergétique des électrons de la bande de valence à la bande de conduction, à condition que leur énergie $h\nu$ soit supérieure au gap énergétique E_g entre ces deux états. La détection infrarouge nécessite donc d'utiliser des matériaux de gap de plus en plus faible à mesure que l'on cherche à détecter des longueurs d'onde plus élevées. Ce faisant, la principale source de bruit de ces détecteurs devient le courant d'obscurité, qui correspond au courant que génère le détecteur en l'absence de rayonnement. Ce courant dépend principalement du gap et de la température, suivant la loi d'Arrhénius :

$$J_{obs} \propto e^{-\frac{E_g}{k_B T}}. \quad (1.4)$$

où $k_B T = 26$ meV à température ambiante (300 K). Pour la détection en bande III, on a $E_g \sim hc/\lambda = 124$ meV pour $\lambda = 10$ μm , d'où un courant d'obscurité élevé. Afin d'améliorer la sensibilité des détecteurs, ceux-ci sont généralement intégrés dans un cryostat refroidi à l'azote liquide (80 K), ce qui permet ici de réduire ce courant d'obscurité d'un facteur 5×10^6 . Ces dispositifs ont des sensibilités de l'ordre de 10 mK, et sont très rapides. En revanche, le système de refroidissement induit un coût d'entretien élevé qui représente une part conséquente du coût global de ces détecteurs, ainsi qu'une durée de vie limitée.

1.3 Conclusion

L'infrarouge constitue un domaine de l'optique à part entière, avec ses propres applications et ses propres technologies. Nous avons vu que la détection infrarouge reposait sur la mesure du rayonnement dans une des trois principales bandes de transmission de l'atmosphère. En bandes II et III, on détecte essentiellement le rayonnement thermique émis par des corps "chauds", tandis qu'en bande I, on détecte le rayonnement réfléchi par ces objets. Nous avons fait la distinction entre deux grandes familles de détecteurs infrarouges : d'une

part, les détecteurs thermiques, qui fonctionnent à température ambiante et ont un faible coût d'utilisation, mais ont une faible sensibilité. D'autre part, les détecteurs quantiques, dont les performances sont meilleures en terme de sensibilité, mais restent toutefois limitées par l'existence d'un courant d'obscurité. Pour le réduire, ces détecteurs sont généralement refroidis, ce qui génère un coût d'utilisation important.

Dans le chapitre suivant, nous nous focalisons sur les performances des détecteurs quantiques, qui constituent le cœur de cette thèse. Nous verrons notamment d'où provient le courant d'obscurité, et comment le réduire autrement qu'en refroidissant les détecteurs.

Chapitre

2

Détecteurs quantiques infrarouges

Sommaire

2.1 Description	15
2.1.1 Principe	15
2.1.2 Réponse optique	18
2.1.3 Réponse électrique	18
2.2 Sensibilité et bruit	20
2.2.1 Sources de bruit	20
2.2.2 Sensibilité	22
2.3 Objectif : améliorer la détectivité	23
2.3.1 Piste 1 : réduction de l'épaisseur de semiconducteur	25
2.3.2 Piste 2 : semiconducteurs à grand gap ($E_g > \frac{hc}{\lambda}$)	25
2.3.3 Piégeage optique à l'aide de réseaux métalliques	26
2.4 Conclusion	29

LE TRAVAIL de cette thèse s'est focalisé sur l'amélioration des performances des composants quantiques destinés à la détection infrarouge. Ces détecteurs doivent généralement être refroidis afin de réduire le courant d'obscurité, qui est la principale source de bruit de ces détecteurs. Dans ce chapitre, nous rappelons le fonctionnement et les caractéristiques principales de ce type de détecteur. Nous présentons également deux solutions alternatives au refroidissement pour réduire le courant d'obscurité, que nous avons étudiées au cours de cette thèse.

2.1 Description

2.1.1 Principe

Les détecteurs quantiques sont des structures planaires, constituées typiquement d'une couche absorbante d'épaisseur t et de contacts métalliques de part et d'autre de la couche (voir figure 2.1). La couche absorbante est formée d'un empilement d'une ou plusieurs couches de matériaux semiconducteurs, dont la composition et le dopage peuvent varier. Lorsque le détecteur est éclairé, les photons du rayonnement sont absorbés par les électrons des couches semiconductrices, générant un courant électrique. La mesure simultanée du courant et de la tension du détecteur permet ainsi de remonter à la quantité de photons absorbés, et à la puissance du rayonnement incident.

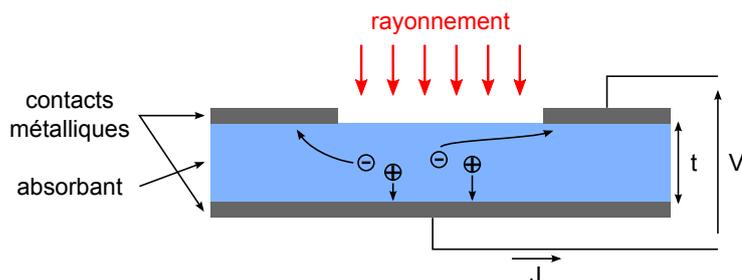


FIGURE 2.1 – Modèle d'un photodétecteur.

Photoexcitation quantique

La génération de photocourant dans un détecteur quantique résulte de l'absorption des photons du rayonnement par des électrons de la couche semiconductrice. Ces interactions de type lumière-matière sont régies selon les lois de la mécanique quantique ; la règle d'or de Fermi donne ainsi le taux de transition électronique entre un état initial i d'énergie E_i et un état final f d'énergie E_f sous l'effet d'un champ électromagnétique :

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H' | i \rangle|^2 \rho(E_f) f(E_f) \quad (2.1)$$

où H' est l'hamiltonien lié au champ électromagnétique, et $\rho(E_f)$ et $f(E_f)$ sont respectivement la densité d'états d'énergie E_f et le taux d'occupation de ces états. Cette équation traduit la probabilité qu'un électron passe de l'état i à l'état f lorsqu'il absorbe un photon d'énergie hc/λ , où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière dans le vide, et λ est la longueur d'onde associée au rayonnement. D'après la loi de conservation de l'énergie, nous avons :

$$E_f = E_i + \frac{hc}{\lambda}. \quad (2.2)$$

Ces transitions électroniques s'opèrent entre des états liés et des états libres des électrons, faisant ainsi apparaître des charges mobiles dans le semiconducteur susceptibles de générer un courant électrique. Leur nature varie d'un détecteur à l'autre (figure 2.2). Dans le cas de jonction p-n classiques ou de photoconducteurs massifs, celles-ci ont lieu entre la bande de valence et la bande de conduction du semiconducteur. On parle alors de transition inter-bande. Dans les détecteurs métal-semiconducteur-métal, aussi appelés détecteurs Schottky, l'absorption des photons permet à des électrons de passer du métal à la bande de conduction du semiconducteur, par photoémission interne au-dessus de la barrière de potentiel entre les deux matériaux. Dans les puits quantiques, des transitions inter-sousbandes ont lieu entre un niveau lié et un niveau libre de la bande de conduction.

Matériaux semiconducteurs pour l'infrarouge

Les matériaux semiconducteurs utilisés en détection infrarouges sont représentés sur la figure 2.3. Ils sont principalement caractérisés par leur énergie de gap $E_g = E_c - E_v$, qui représente la différence en énergie entre la bande de valence (E_v) et la bande de conduction

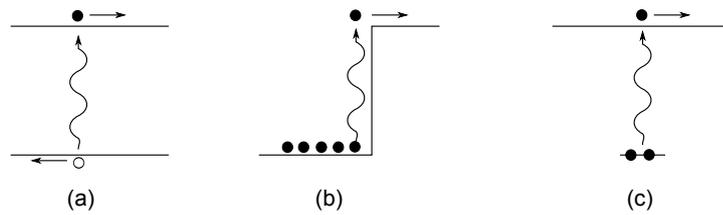


FIGURE 2.2 – (a) détection bande à bande + création de paires électrons-trou (photoconducteurs et photodiodes). (b) photoémission interne au-dessus d'une barrière de potentiel (détecteurs Schottky). (c) transition d'un niveau lié à un niveau libre (détecteurs à puits quantiques).

(E_c), et leur paramètre de maille. Dans le cas de transitions inter-bandes, ces matériaux permettent de détecter un rayonnement du moment que la condition $hc/\lambda > E_g$ est vérifiée. Les traits représentent les variations de composition de différents alliages permettant de moduler les propriétés de ces matériaux. Les alliages de HgCdTe permettent ainsi de détecter des rayonnements compris entre $0.8 \mu\text{m}$ et $25 \mu\text{m}$, simplement en modifiant la stœchiométrie du matériau. Dans le cas où deux semiconducteurs ont des paramètres de maille similaires, nous pouvons également réaliser des empilements de ces matériaux pour concevoir des hétérostructures, telles que des puits quantiques à base de matériaux III-V (GaAs/AlGaAs), ou des super-réseaux (InAs/GaSb). Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à des structures détectrices à base d'arséniure de gallium (GaAs) et d'hétérojonctions d'arséniure d'indium gallium et de phosphure d'indium (InGaAs/InP) présentant des transitions inter-bandes.

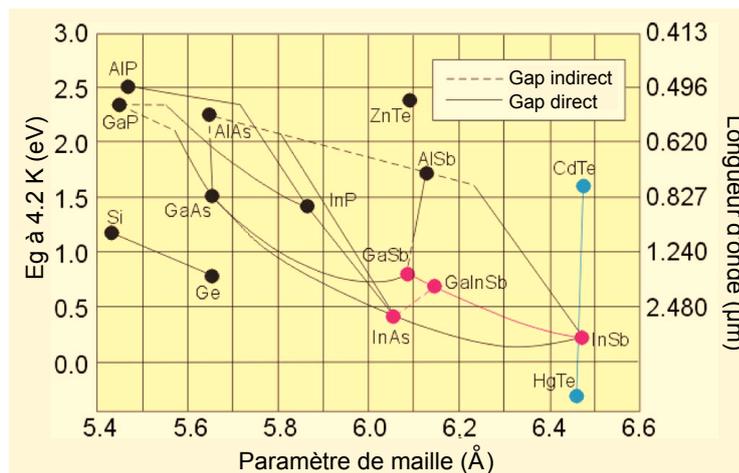


FIGURE 2.3 – Classification des principaux matériaux semiconducteurs et de leurs alliages utilisés pour de la détection infrarouge en fonction de leurs énergies de gap et paramètres de maille[2].

2.1.2 Réponse optique

La loi de Beer-Lambert permet de quantifier le nombre de photons du rayonnement qui sont absorbés dans le semiconducteur lors de sa propagation dans la couche semiconductrice. Pour une onde plane se propageant sur une épaisseur z de semiconducteur, le flux de photons au terme de cette propagation est :

$$\phi(z) = \phi_0 e^{-\alpha z} , \quad (2.3)$$

où ϕ_0 est le flux de photons initial (en $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), et α est le coefficient d'absorption du milieu. Le coefficient $\alpha(\lambda)$ est directement proportionnel à $W_{i \rightarrow f}$ lorsque $E_f = E_i + hc/\lambda$. Chaque photon absorbé étant à l'origine d'une transition électronique, nous pouvons ainsi remonter au taux de génération de photoporteurs dans une couche de semiconducteur d'épaisseur t :

$$\Delta n_{ph} = \phi_0 (1 - e^{-\alpha t}) . \quad (2.4)$$

Comme le flux de photons est directement proportionnel à la puissance du rayonnement incident P_{inc} si le celui-ci est monochromatique, le nombre de photoporteurs évolue linéairement avec P_{inc} . Notons que la grandeur α^{-1} est la longueur typique d'absorption du rayonnement. Pour $t = 5\alpha^{-1}$, 99 % du rayonnement est absorbé. L'ajout d'un miroir en face arrière du détecteur permet de réduire cette épaisseur d'un facteur 2.

2.1.3 Réponse électrique

Caractéristique courant-tension

L'absorption du rayonnement par le détecteur génère un photocourant, venant ainsi modifier la réponse électrique du détecteur. On distingue deux types de détecteurs quantiques avec des caractéristiques courant-tension $J(V)$ qui leur sont propres. Les photoconducteurs massifs (figure 2.4(a)) sont caractérisés par une courbe $J(V)$ linéaire : le courant est directement proportionnel à la tension appliquée. Les photodiodes telles que les jonctions p-n (figure 2.4(b)) sont caractérisées par une courbe $J(V)$ non linéaire. De façon générale, le courant s'écrit :

$$J_{tot} = J_{obs}(V) + J_{ph}(V) , \quad (2.5)$$

où J_{ph} est le photocourant, qui est directement proportionnel à Δn_{ph} (voir équation 2.4), et $J_{obs}(V)$ représente le courant en obscurité (absence de lumière) et s'écrit :

$$J_{obs}(V) = V/R_{obs} \quad (2.6)$$

pour les photoconducteurs, R_0 étant la résistance en obscurité, et :

$$J_{obs}(V) = J_s \left(e^{\frac{eV}{nk_B T}} - 1 \right) \quad (2.7)$$

pour les photodiodes, où k_B est la constante de Boltzmann et T est la température. Les paramètres J_s et n sont respectivement le courant de saturation et le facteur d'idéalité de la diode, qui dépendent à la fois du matériau semiconducteur et de la qualité du procédé de fabrication.

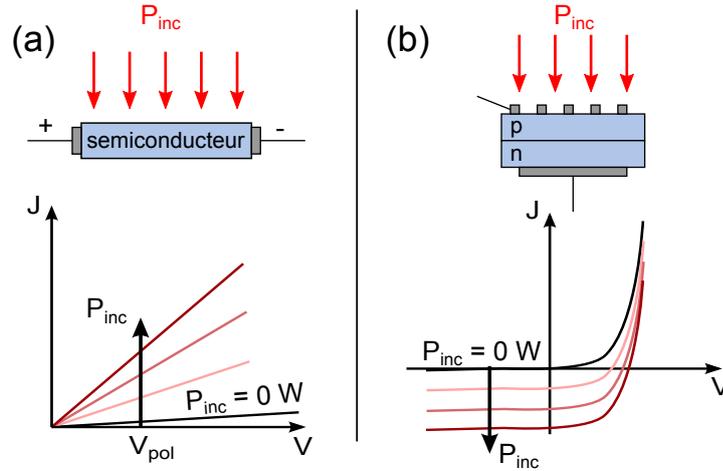


FIGURE 2.4 – Caractéristique courant-tension (a) d'un photoconducteur et (b) d'une photodiode en fonction de la puissance incidente P_{inc} .

Le courant photogénéré dans un détecteur quantique peut s'écrire comme la somme de deux sources de courant distinctes :

$$J_{ph} = J_{cn} + J_{signal} , \quad (2.8)$$

où J_{cn} est le photocourant lié au rayonnement de corps de la scène, et J_{signal} est le photocourant de la cible que l'on cherche à détecter.

Réponse et rendement quantique

L'efficacité d'un détecteur dépend de sa capacité à traduire un rayonnement électromagnétique en courant électrique. La réponse d'un détecteur relie ainsi le photocourant généré J_{ph} à la puissance incidente P_{inc} :

$$\mathfrak{R} = \frac{J_{ph}}{P_{inc}} = \frac{\lambda}{hc} eg\eta_{ext} , \quad [A.W^{-1}] \quad (2.9)$$

où g est le gain du détecteur. Le rendement quantique externe η_{ext} est défini comme le rapport entre le nombre de photoporteurs collectés par le circuit de lecture et le nombre de photons incidents. Il dépend d'une part de la capacité du détecteur à absorber le rayonnement, et d'autre part de l'efficacité de collection de ces porteurs au niveau des électrodes :

$$\begin{aligned} \eta_{ext} &= \frac{\text{photons absorbés}}{\text{photons incidents}} \times \frac{\text{électrons collectés}}{\text{photons absorbés}} \\ &= (1 - R - T) \times \eta_{int} , \end{aligned} \quad (2.10)$$

où $(1 - R - T)$ est la part du rayonnement absorbé, avec R et T qui sont respectivement la réflectance et la transmittance du détecteur, et η_{int} est le rendement quantique interne. L'optimisation du détecteur revient à maximiser ces deux paramètres, afin de générer le

photocourant le plus élevé possible.

2.2 Sensibilité et bruit

La sensibilité d'un détecteur dépend de sa réponse, mais aussi de son niveau de bruit. Dans cette partie, nous présentons les principales sources de bruit d'un détecteur quantique, et les critères de performances associés.

2.2.1 Sources de bruit

Tout signal électrique est accompagné de bruit, qui résulte des fluctuations des paramètres physiques du système. Dans le cas d'un détecteur, le bruit sur le courant j_b , défini comme l'écart-type du courant total ($j_b = \sigma_{J_{tot}}$), constitue la limite sous laquelle le courant photogénéré ne peut plus être détecté. Typiquement, on évalue la sensibilité d'un détecteur en fonction du rapport signal/bruit :

$$\frac{S}{B} = \frac{J_{signal}}{j_b} = \frac{\mathcal{R}P_{inc}}{j_b}, \quad (2.11)$$

où J_{signal} est le photocourant généré par la cible et j_b est le courant lié au bruit. Ainsi, la performance d'un détecteur dépend à la fois de son rendement quantique, c'est-à-dire de sa capacité à convertir le flux de photons en courant électrique, et de son niveau de bruit.

On distingue trois sources principales de bruit dans un photodétecteur :

- le bruit lié aux fluctuations de la densité des porteurs libres dans le semiconducteur, appelé bruit de génération-recombinaison ou bruit Schottky,
- le bruit lié aux fluctuations de la mobilité des porteurs, appelé bruit thermique ou de Johnson,
- le bruit de scintillation, aussi appelé bruit 1/f, présent à basse fréquence et qui dépend de la qualité de fabrication des dispositifs.

Enfin, certains détecteurs présentent des sources de bruit supplémentaires, tels que le bruit d'amplification dans le cas de photodiodes à avalanche. Nous ne les étudions pas ici.

Bruit de génération-recombinaison

Le courant dans le semiconducteur est assuré par un nombre discret de paires électron-trou, dont le nombre fluctue sans cesse au gré des processus aléatoires de génération ou de recombinaison de ces charges. On distingue principalement trois mécanismes de génération-recombinaison de ces charges (voir figure 2.5) :

- les processus radiatifs, où un photon est absorbé pour former une paire électron-trou, et réémis lorsqu'ils se recombinent,
- le mécanisme de Shockley-Read-Hall (SRH)[3], où la transition électronique passe par un niveau piège présent dans la bande interdite du semiconducteur, et qui est dû aux défauts ou impuretés du matériau,

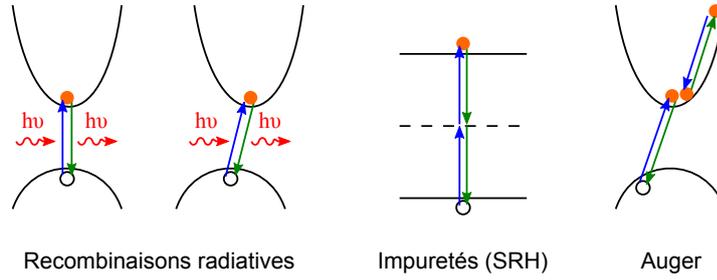


FIGURE 2.5 – Mécanismes de recombinaisons radiatives et non radiatives (impuretés, Auger) des paires électrons-trous dans le cas de transitions électroniques interbandes.

- l'effet Auger, où la conservation du moment lors de la génération-recombinaison d'une paire électron-trou est assurée par l'interaction avec une troisième charge (électron ou trou).

À ces termes, il convient d'ajouter le bruit de photons, qui est lié aux fluctuations du nombre de photons arrivant sur le photodétecteur. On considère que tous ces processus sont associés à une loi de distribution de Poisson, d'où l'expression suivante pour le bruit de génération-recombinaison [4] :

$$\sigma_{j_{gr}}^2 = 2egJ_{tot} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \Delta f , \quad (2.12)$$

où τ est la durée de vie des charges avant qu'elles se recombinent, et J_{tot} est le courant total. Dans le cas des photodiodes ($g = 1$ et $\langle \tau^2 \rangle = \langle \tau \rangle^2$), ce bruit se réduit à :

$$\sigma_{j_{gr}}^2 = 2eJ_{tot} \Delta f . \quad (2.13)$$

Bruit thermique

Certaines propriétés électroniques des charges, notamment leur mobilité μ , dépendent de la température. Ainsi, les fluctuations liées à l'agitation thermique des molécules sont une source de bruit, car elles génèrent une distribution statistique de la vitesse des porteurs. Le bruit thermique d'une photodiode se modélise sous la forme d'une source de courant avec une résistance en parallèle, aussi appelée *shunt resistance*, de valeur R_p . Les fluctuations sur le courant sont caractérisées par la formule de Johnson-Nyquist [5] :

$$\sigma_{j_{th}}^2 = \frac{4kT}{R_p} \Delta f . \quad (2.14)$$

Dans une photodiode idéale polarisée en inverse, la résistance est infinie, alors qu'en pratique elle varie entre une centaine d'Ohms et quelques GigaOhms.

Bruit 1/f

Le bruit 1/f est un bruit commun à tous les dispositifs électroniques, présent uniquement à basse fréquence. Il dépend essentiellement du matériau utilisé et de la qualité du procédé de

fabrication, et sa contribution sur le courant peut être décrite en première approximation par la formule suivante [6, 7] :

$$\sigma_{j_{1/f}}^2 = K_H J_{tot}^2 \frac{1}{f}, \quad (2.15)$$

où $K_H = \alpha_H/V$ est le paramètre de Hooge, α_H étant une constante dépendant de la qualité du matériau, et V est le volume du dispositif. Lorsque la densité des défauts augmente ou que le volume du dispositif diminue, la composante K_H augmente.

Bruit total

Le bruit total j_b sur le courant est obtenu en sommant les contributions de toutes les sources de bruit :

$$j_b^2 = \sigma_{j_{tot}}^2 = \sigma_{j_{th}}^2 + \sigma_{j_{gr}}^2 + \sigma_{j_{1/f}}^2. \quad (2.16)$$

Le bruit $1/f$ est généralement négligeable aux fréquences d'utilisation. Le bruit thermique et le bruit de génération-recombinaison sont donc les deux principales contributions au bruit du détecteur. Pour les comparer, nous prenons comme valeurs typiques des différents paramètres $\Delta f = 1$ kHz, $R_p = 10 \text{ M}\Omega^1$, et $J_{tot} = 1$ nA. On trouve alors $\sigma_{j_{gr}} = 5.10^{-13}$ A et $\sigma_{j_{th}} = 1 \times 10^{-12}$ A, soit les mêmes ordres de grandeur pour les deux sources de bruit. En pratique, dans des photodiodes, c'est le bruit thermique qui domine lorsque la tension de polarisation du détecteur est nulle, et le bruit de génération-recombinaison sous polarisation inverse.

2.2.2 Sensibilité

Puissance équivalente de bruit

Les performances d'un détecteur sont limitées par son niveau de bruit, qui détermine la limite en-dessous de laquelle le signal ne peut plus être détecté. Le rapport signal/bruit constitue donc un moyen pratique d'évaluer la sensibilité d'un détecteur. On définit ainsi la puissance équivalente de bruit, notée NEP (pour *noise equivalent power*), comme la puissance lumineuse incidente correspondant à un rapport signal/bruit égal à 1. Lorsque le bruit de génération-recombinaison domine ($j_b = \sqrt{2eJ_{tot}\Delta f}$), on a d'après l'équation 2.11 :

$$NEP = \frac{\sqrt{2eJ_{tot}\Delta f}}{\Re} \quad [\text{W}] \quad (2.17)$$

Détectivité

Les détecteurs sont des structures planaires, donc le courant est proportionnel à la surface A du détecteur ($J_{tot} = j_{tot} \times A$). Par conséquent, la variable NEP dépend à la fois de la bande passante Δf et de la surface du détecteur. Pour s'affranchir de ces paramètres, on définit la détectivité comme suit :

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP} \quad [\text{cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}] \quad (2.18)$$

¹Valeur typique de la résistance pour une photodiode InGaAs (Source : Hamamatsu).

soit ici :

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{e}{2j_{tot}}} \eta_{ext} , \quad (2.19)$$

avec $j_{tot} \sim j_{obs} + j_{cn}$, où j_{obs} est la densité de courant d'obscurité, et j_{cn} est la densité de photocourant généré par le rayonnement de corps noir de la scène. L'enjeu majeur de la conception de détecteurs quantiques pour l'infrarouge consiste à avoir une détectivité aussi élevée que possible, ce qui revient à avoir un rendement quantique élevé et une densité de courant j_{tot} faible.

Détectivité maximale

Nous avons mentionné dans la partie 1.2.2 que le courant d'obscurité pouvait être réduit en baissant la température du détecteur. La raison à cela est que j_{obs} est proportionnel à n_i^γ , où n_i est la densité intrinsèque de porteurs du matériau semiconducteur, et $\gamma \geq 1$ ($\gamma \sim 2$ si les mécanismes dominants sont les générations-recombinaisons radiatives, et $\gamma \sim 1$ si ce sont les générations-recombinaisons de type SRH [8, 4]). Or, par définition, nous avons :

$$n_i = \sqrt{N_v N_c} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} , \quad (2.20)$$

où N_v et N_c sont respectivement les densités effectives d'états de la bande de valence et de la bande de conduction. Pour des températures suffisamment basses, le courant d'obscurité devient négligeable, et on obtient $j_{tot} \sim j_{cn}$. On définit la limite fondamentale de détectivité du photodétecteur D_{BLIP}^* ² comme étant la valeur maximale de la détectivité d'un détecteur parfait ($\eta_{ext} = 1$) ne détectant que j_{cn} . On a $j_{cn} = e\phi_{cn}$, où ϕ_{cn} est le flux de photons émis par le corps noir et reçu par le détecteur, d'où :

$$D_{BLIP}^* = \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\sqrt{2\phi_{cn}}} , \quad (2.21)$$

La figure 2.6 illustre la détectivité des principaux détecteurs infrarouges pour un rayonnement issu d'une demi-sphère, et une scène à température ambiante (300 K). On voit que plusieurs de ces détecteurs ont des détectivités proches de la valeur maximale (pointillés), mais pour des températures très basses. Lorsque ces détecteurs sont à température ambiante, on perd au moins un ordre de grandeur sur la détectivité par rapport à leur fonctionnement à température ambiante. C'est la raison pour laquelle la plupart des détecteurs en bande II ou III sont intégrés dans des cryostats maintenus à très basse température.

2.3 Objectif : améliorer la détectivité

Les détecteurs quantiques actuels ont des détectivités proches de l'idéal, grâce à l'amélioration des structures électroniques et l'optimisation des procédés de fabrication. Cependant, bon nombre de ces détecteurs doivent être refroidis à basse température (typiquement la température de l'azote liquide), afin de réduire le bruit généré par le courant d'obscurité. Or, cela engendre un coût important. Pour réduire ce coût, nous devons proposer des al-

²BLIP : Background Limited Infrared Photodetector

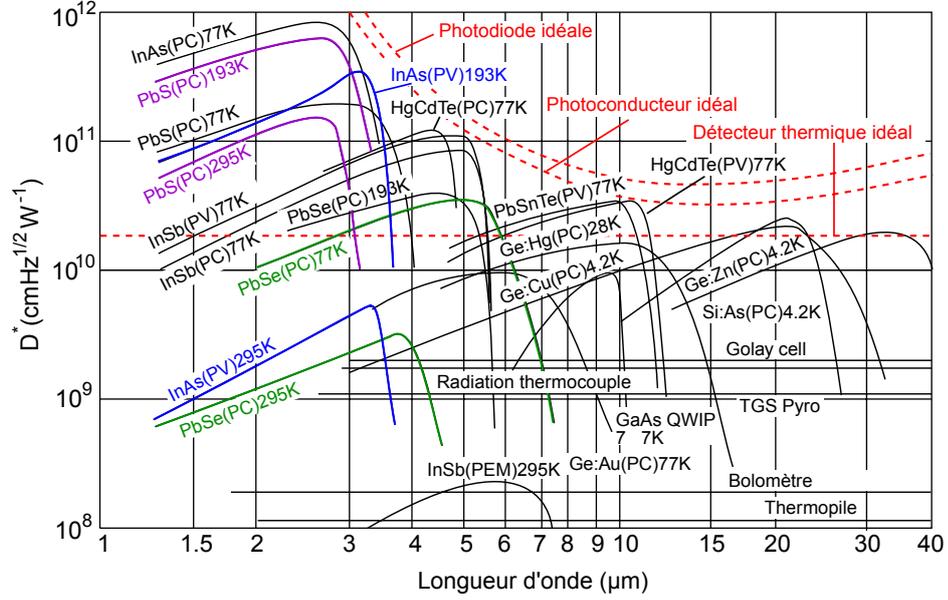


FIGURE 2.6 – Détectivités D^* de détecteurs infrarouges selon l'état de l'art, pour un champ de vision de 2π et une température de scène de 300 K [9]. Sont également représentés les détectivités D^*_{BLIP} de détecteurs idéaux (en pointillés rouges).

ternatives au refroidissement qui permettent de diminuer efficacement la contribution du courant d'obscurité.

Le nombre de porteurs libres dans le semiconducteur est gouverné par divers processus de génération-recombinaison. Le courant d'obscurité j_{obs} (en $A.m^{-2}$) peut ainsi s'écrire de la façon suivante [10] :

$$j_{obs} = (G + R)te, \quad (2.22)$$

où G et R sont les taux de génération-recombinaison des porteurs (en $m^{-3}.s^{-1}$), et t est l'épaisseur du matériau semiconducteur. Dans l'hypothèse où le courant d'obscurité domine ($j_{obs} \gg j_{cn}$), la détectivité telle que nous l'avons écrite dans la formule 2.19 devient alors :

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\sqrt{2(G + R)t}} \eta_{ext}. \quad (2.23)$$

Pour augmenter D^* , nous devons minimiser le terme sous la racine, tout en conservant un rendement quantique proche de 1. Nous retrouvons notamment l'effet de la réduction de la température, qui permet de réduire le taux de génération-recombinaison. De même, l'optimisation des procédés de fabrication permet de réduire le taux d'impuretés à l'origine des recombinaisons SRH. Le travail effectué au cours de cette thèse s'est focalisé sur deux autres pistes, qui sont :

- la diminution de l'épaisseur t de la couche absorbante, tout en maintenant sa réponse élevée.
- l'absorption sous gap ($E_g > hc/\lambda$), idéalement dans des matériaux à grand gap.

2.3.1 Piste 1 : réduction de l'épaisseur de semiconducteur

L'expression de la détectivité dans l'équation 2.23 présente un facteur $1/\sqrt{t}$, ce qui suggère qu'en réduisant l'épaisseur, D^* augmente. Cependant, le rendement quantique du détecteur dépend lui aussi de l'épaisseur de la couche d'absorbant. Dans le cas où le détecteur est muni d'une couche anti-reflet et que le rayonnement ne traverse qu'une seule fois le matériau absorbant, l'absorption est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$(1 - R - T) = 1 - e^{-\alpha t} , \quad (2.24)$$

soit en combinant les équations 2.10 et 2.23 :

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\sqrt{2(G + R)t}} (1 - e^{-\alpha t}) \eta_{int} . \quad (2.25)$$

En dérivant cette expression en fonction de t et en supposant que $\eta_{int} = 1$, nous trouvons que la détectivité est maximale lorsque $t = 1.26/\alpha$ [10], avec :

$$D_{max}^* = 0.45 \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\sqrt{2(G + R)}} . \quad (2.26)$$

Dans cette configuration, le détecteur n'absorbe que 71 % du rayonnement. Si l'on réduit encore cette épaisseur, le rendement quantique diminue plus vite que le bruit lié au courant d'obscurité, d'où une détectivité moins élevée. Cependant, cela n'est valable que dans l'hypothèse où le détecteur est muni d'une couche anti-reflet et, plus important encore, que l'onde n'effectue qu'un seul passage dans la couche absorbante. Une solution pour améliorer la détectivité consiste donc à faire en sorte que l'onde effectue plus d'un passage dans cette couche. Ce faisant, le rendement quantique augmente, mais pas le bruit, et nous pouvons ainsi atteindre des détectivités supérieures à D_{max}^* .

2.3.2 Piste 2 : semiconducteurs à grand gap ($E_g > \frac{hc}{\lambda}$)

Le courant d'obscurité est proportionnel à $\exp(-\gamma E_g/2k_B T)$, où $\gamma \geq 1$, comme nous l'avons évoqué avec l'équation 2.20. C'est pour cette raison que les détecteurs sont refroidis, car le courant d'obscurité diminue lorsque la température baisse. Or, l'énergie de gap apparaît également dans cette expression ; plus celle-ci est faible, et plus le courant d'obscurité est important. Pour détecter un rayonnement à la longueur d'onde λ , il convient donc d'utiliser un matériau semiconducteur avec le plus grand gap possible, soit $E_g \sim hc/\lambda$ dans le cas de transitions électroniques inter-bandes. Si $E_g > hc/\lambda$, alors le courant d'obscurité est plus faible, mais la transition inter-bande n'est plus permise. Pour détecter les photons dans les matériaux à grand gap, il existe plusieurs solutions connues, qui consistent généralement à modifier la structure électronique des couches semiconductrices pour favoriser les autres types de transitions électroniques évoquées dans la partie 2.1.1. Nous avons notamment les jonctions Schottky, qui fonctionnent par **photoémission interne** à l'interface métal-semiconducteur, et les puits quantiques et super-réseaux, dans lesquels ont lieu des **transitions inter-sousbandes**. Il existe également des solutions plus originales, qui

consistent à favoriser les transitions électroniques au niveau des **états de surface** [11, 12] ou des **niveaux piège** [13, 14] du semiconducteur. Ceux-ci sont respectivement dus à la rupture de cristallinité en surface de la couche semiconductrice, et aux défauts ou impuretés à l'intérieur de la couche, et sont d'ordinaire des sources importantes de courant d'obscurité, mais ils peuvent être optimisés dans le but de détecter le rayonnement sous le gap du semiconducteur [15]. Cependant, tous ces systèmes introduisent de nouvelles sources. Il reste toutefois une dernière solution, qui consiste à générer des paires électron-trou selon le principe de l'**absorption à 2 photons** (A2P) [16], qui est un processus d'optique non linéaire du 3^e ordre. La transition électronique est induite par l'absorption simultanée de 2 photons, dont la somme des énergies est supérieure à l'énergie de gap du semiconducteur, soit :

$$\frac{hc}{\lambda_1} + \frac{hc}{\lambda_2} \geq E_g, \quad (2.27)$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde respectives associées aux deux photons. L'avantage de l'absorption à 2 photons (A2P) est que l'on reste sur des transitions électroniques interbandes, donc la conception du détecteur adéquat ne nécessite pas d'optimisation complexe de la structure électronique, contrairement aux autres solutions que nous avons citées dans cette partie. En revanche, comme tout processus non linéaire, la probabilité d'A2P est extrêmement faible comparée à celle de l'A1P au-dessus du gap. En effet, il n'y a de transition électronique que si deux photons sont absorbés quasi-simultanément par le même électron, ce qui implique d'avoir une forte densité de photons au voisinage de cet électron.

2.3.3 Piégeage optique à l'aide de réseaux métalliques

Nous voulons améliorer la sensibilité des détecteurs en réduisant leur courant d'obscurité, soit par réduction de l'épaisseur de semiconducteur, soit par A2P dans un semiconducteur à grand gap. Dans les deux cas, nous sommes confrontés à une plus faible absorption du rayonnement, qu'il nous faut compenser d'une manière ou d'une autre pour améliorer la détectivité. Pour ce faire, nous proposons d'intégrer des nanostructures métalliques au sein des détecteurs, afin d'exalter l'interaction lumière-matière grâce à des phénomènes de résonance. Le rôle de ces résonances est de piéger optiquement les photons dans une fine couche de semiconducteur. Grossièrement, on peut considérer que la distance moyenne parcourue par l'onde dans le semiconducteur est plus grande que l'épaisseur de la couche, et les photons associés au rayonnement ont ainsi plus de chances d'être absorbés individuellement ou par paires. Dans le détail, les structures d'interférence peuvent être construites pour renforcer le champ dans les zones clé du semiconducteur.

Cavités résonantes

De nombreux dispositifs résonants ont été proposés au fil des années dans le but d'améliorer les performances de photodétecteurs ou de cellules solaires fines. Parmi celles-ci, les cavités résonantes donnent lieu à des exaltations très importantes du champ dans la région d'absorption, et permettent la réalisation de détecteurs fins basés sur l'absorption à 1 [17, 18] ou 2 [19, 20] photons. Celles-ci consistent en des cavités Fabry-Pérot, formées le plus souvent de la couche de matériau absorbant au centre et de miroirs de Bragg hautement réfléchissants

de part et d'autre. À la résonance, l'onde effectue de nombreux aller-retours dans la couche, ce qui augmente la probabilité d'absorption des photons. Le principal inconvénient de ces structures est que les miroirs de Bragg sont généralement formés d'une succession de couches de deux matériaux semiconducteurs différents mais d'indices proches (e.g. InP et InGaAsP), ce qui signifie qu'un grand nombre de couches est nécessaire (~ 20 [17]) pour atteindre des réflectivités élevées ($>90\%$) et avoir un piégeage optique efficace. Par ailleurs, la réflectivité de ces miroirs dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence [21], ce qui peut limiter l'utilisation de ces détecteurs pour des gammes spectrales larges et avec des optiques à large ouverture numérique.

Dans certains cas, des couches métalliques sont utilisées en lieu et place d'au moins un des miroirs de Bragg [22, 23]. Les métaux sont des matériaux très réfléchissants, car leur permittivité est très élevée. Sur la figure 2.7, on voit ainsi que la réflectance à l'interface entre l'air et différents métaux (aluminium, or et argent) est supérieure à 90% au-delà de $\lambda = 1\ \mu\text{m}$. Les couches métalliques représentent une alternative intéressante aux miroirs de Bragg, car elles ont des épaisseurs moins importantes, et soulèvent moins de contraintes technologiques au niveau de la fabrication. Enfin, elles peuvent remplir simultanément le rôle de contact électrique, et de miroir optique.

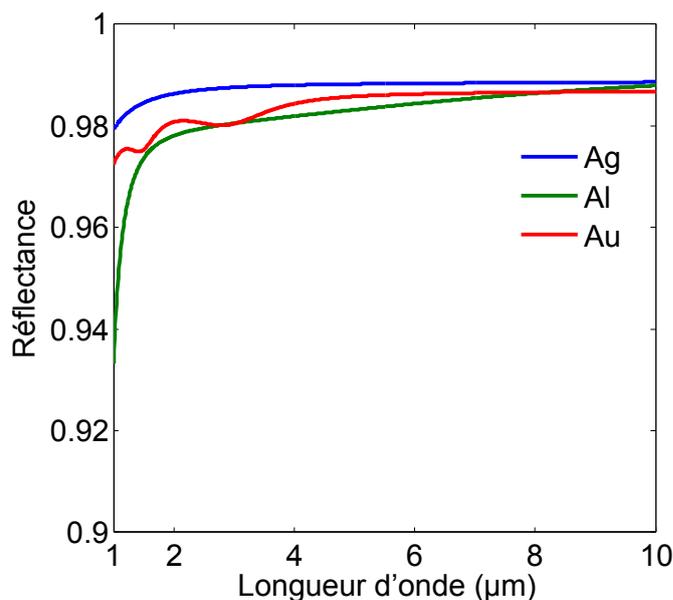


FIGURE 2.7 – Réflectance à l'interface air-métal pour l'argent, l'aluminium, et l'or.

Cavités structurées

Une autre stratégie de piégeage optique consiste à introduire des texturations aléatoires aux interfaces d'une couche de semiconducteur. Du fait de ces texturations, la lumière se propage dans toutes les directions à l'intérieur de la couche semiconductrice, si bien qu'une partie s'y retrouve piégée par réflexion totale interne aux interfaces. La distance moyenne parcour-

due par les photons dans le semiconducteur augmente, d'où une meilleure absorption. En 1982, Yablonovitch démontra analytiquement une augmentation maximale de l'absorption d'un facteur $4n^2/\sin^2\theta$, où n est l'indice du matériau absorbant, et θ est l'angle associé au cône d'illumination [24, 25]. Des travaux plus récents montrent quant à eux que cette limite peut être dépassée lorsque l'épaisseur de semiconducteur est de l'ordre de la longueur d'onde, voire inférieure [26, 27, 28, 29]. Dans ce cas, la couche semiconductrice se comporte comme un guide d'onde, c'est-à-dire qu'une onde ne peut s'y propager que selon des modes discrets [30]. Le spectre de réflexion de ce type de structure présente des pics d'absorption là où le rayonnement est couplé à un des modes guidés, le couplage dépendant essentiellement des texturations de part et d'autre du guide d'onde.

Sur les dix dernières années, de nombreuses études ont porté sur la réalisation de détecteurs et de cellules solaires fines à résonances de modes guidés, avec des texturations aussi bien aléatoires [31, 32, 33] que périodiques [34, 35, 36]. Dans notre étude, nous tenterons d'améliorer l'absorption à 1 ou 2 photons de nos détecteurs par le biais de ces résonances, en les générant à l'aide de réseaux métalliques. L'avantage qu'il y a à étudier des structures périodiques plutôt que des texturations aléatoires est que l'on peut plus facilement identifier et comprendre les mécanismes de résonance de la structure, et dégager ainsi des règles de conception pour nos structures.

Résonances plasmoniques

La structuration périodique de matériaux métalliques à des échelles sub-longueur d'onde peut provoquer l'apparition de résonances plasmoniques [37, 38]. Celles-ci résultent du couplage entre l'onde incidente et des plasmons de surface, qui sont par définition des ondes évanescentes confinées aux interfaces métal-diélectrique [39]. Les résonances plasmoniques sont caractérisées par un confinement très important du champ électromagnétique sous la limite de diffraction, ce qui donne lieu à des amplifications locales du champ de plusieurs ordres de grandeur [40]. Les résonances plasmoniques sont couramment utilisées comme solutions de piégeage optique [41, 42, 43, 44, 45, 46, 47]. Certaines structures vont même jusqu'à combiner des résonances de modes guidés avec des résonances plasmoniques, ce qui permet d'obtenir des bandes d'absorption spectralement larges [48, 49].

Du fait du caractère évanescent des plasmons de surface, l'amplification du champ dans les structures plasmoniques est plus importante au niveau des interfaces métalliques, donc les photons seront absorbés préférentiellement dans ces zones. Dans le cas de jonctions Schottky, cela permet de générer davantage de photocourant par photoémission interne, puisque les électrons sont absorbés dans la couche métallique superficielle [50]. En revanche, pour des détecteurs tels que des jonctions p-n, le rendement quantique interne est meilleur lorsque les photoporteurs sont générés dans la zone de charge d'espace, c'est-à-dire vers le milieu de la couche. Cela illustre la nécessité de bien prendre en compte la distribution du champ électromagnétique dans le semiconducteur aux résonances, puisque cela peut jouer sur le rendement quantique du détecteur. Ainsi, une part importante de notre étude sera consacrée à l'analyse des résonances obtenues et à la compréhension des mécanismes associés.

2.4 Conclusion

Les détecteurs quantiques génèrent un photocourant par absorption des photons du rayonnement dans un matériau semiconducteur. La sensibilité de ces détecteurs est limitée par le courant d'obscurité lié aux processus de génération-recombinaison des porteurs. Pour réduire ce courant d'obscurité, nous devons refroidir les détecteurs à très basse température, ce qui génère un coût important. Nous proposons d'explorer deux pistes d'amélioration de la détectivité en guise d'alternatives au refroidissement des détecteurs. La première consiste à réduire l'épaisseur de matériau absorbant. La deuxième consiste à détecter l'absorption à 2 photons dans des matériaux à grand gap ($hc/\lambda < E_g$). Dans les deux cas, la faible absorption du rayonnement dans la couche absorbante doit être compensée afin de conserver un rendement quantique élevé. Si nous parvenons à nos fins, alors nous pourrions approcher de la détectivité idéale d'un détecteur sans qu'il y ait besoin de refroidir le détecteur à trop basse température, d'où une plus grande facilité d'utilisation et une réduction sensible du coût d'exploitation.

La suite du manuscrit est consacrée à l'étude et au dimensionnement de nanostructures métalliques résonantes, censées améliorer l'absorption à 1 ou 2 photons dans une couche semiconductrice faiblement absorbante. L'objectif est d'optimiser le couplage entre le rayonnement et les modes discrets de la couche semiconductrice, afin de piéger efficacement les photons dans la région d'absorption. Dans notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement à la façon dont ces résonances apparaissent pour des géométries simples et sur localisation de l'absorption dans la couche semiconductrice, afin notamment d'établir des règles de conception de futurs détecteurs à détectivité élevée.

Deuxième partie

**Méthodes numériques pour
l'analyse d'empilements de
couches**

Chapitre 3

Méthode modale FFPA pour l'analyse numérique de réseaux 2D

Sommaire

3.1	Introduction : technique d'intégration finie dans l'espace 3D . . .	34
3.1.1	Maillages primal et dual	34
3.1.2	Formulations finies des équations de Maxwell intégrales	35
3.1.3	Forme approchée des équations constitutives	36
3.1.4	Résumé	37
3.2	Méthode modale FFPA	38
3.2.1	Équations de Maxwell exactes dans l'espace 2D	38
3.2.2	Approximation des équations constitutives	41
3.2.3	Équation modale	45
3.3	Algorithme de matrices S	46
3.4	Implémentation du code FFPA sur des exemples simples	47
3.4.1	Exemple 1 : damier	48
3.4.2	Exemple 2 : grille métallique suspendue	49
3.4.3	Exemple 3 : combinaison d'antennes MIM	50
3.5	Conclusion & Perspectives	51

Le dimensionnement de structures optiques à des échelles sub-longueur d'onde nécessite d'utiliser des codes de calcul performants pour accéder d'une part aux propriétés optiques telles que les coefficients de réflexion et de transmission de la structure ou l'absorption du rayonnement dans les couches, et analyser d'autre part les phénomènes physiques sous-jacents. Les méthodes générales les plus couramment utilisées de nos jours sont la méthode des éléments finis (MEF) [51] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)[52, 53] ou fréquentiel (FDFD), pour lesquelles il existe des codes commerciaux tels que COMSOL[54] ou HFSS[55]. Ces codes permettent de calculer les propriétés de structures optiques ayant des géométries très variées, mais au prix de temps de calcul parfois très élevés. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons exclusivement à des détecteurs, qui sont des structures planaires. Elles consistent ainsi en des empilements de couches structurées suivant une ou deux dimensions, que nous savons fabriquer par des procédés technologiques classiques de gravure sèche ou de lift-off. Pour ces structures, les méthodes modales sont mieux appropriées. Celles-ci permettent de résoudre les équations de Maxwell couche par couche dans l'espace 2D au lieu de l'espace 3D, d'où des gains significatifs en temps de calcul. La méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) [1, 56, 57, 58, 59, 60], basée sur la décomposition en séries de Fourier des paramètres physiques des couches, est sans conteste la méthode modale la plus utilisée par la communauté optique.

Depuis 2010, nous disposons à l'ONERA d'un code basé sur la méthode modale B-Spline [61] pour simuler des empilements suivant z de couches structurées selon x et infinies selon y . Celui-ci fut mis au point par Fabrice Pardo et Patrick Bouchon au cours de la thèse de ce dernier. Il converge rapidement même pour des structurations fines, grâce à l'utilisation de maillages non uniformes et à la prise en compte rigoureuse des discontinuités de champs aux interfaces. De plus, les matrices associées aux équations modales étant creuses¹, les calculs peuvent être sensiblement accélérés grâce à des opérations de calcul simplifiées, comme l'a montré P. Bouchon [62].

Lorsque j'ai débuté ma thèse, il devenait nécessaire de disposer d'un code semblable pour simuler les propriétés optiques de couches structurées à la fois selon x et y . En effet, les fonctions optiques réalisables avec des structures 2D sont fortement dépendantes de la polarisation de la lumière, contrairement aux structures 3D. Cependant, ces dernières sont plus gourmandes en temps de calcul, car la taille des matrices associées aux équations électromagnétiques passe typiquement de N à N^2 avec le degré de liberté supplémentaire, où N est le nombre de discrétisations selon un axe du système. L'idée a donc été de développer une méthode modale propre aux empilements de couches structurées 3D, et dont les matrices modales seraient creuses afin d'appliquer le procédé d'accélération décrits pour la méthode B-spline.

Dans ce chapitre, je décris une nouvelle méthode modale, baptisée FFPA, que j'ai développée au cours de ma thèse et qui répond à ces exigences. Celle-ci est inspirée de la Technique d'Intégration Finie (TIF), et consiste en la reformulation des équations de Maxwell intégrales sur deux maillages bidimensionnels, dans lesquelles j'introduis des approximations polynômiales des relations constitutives.

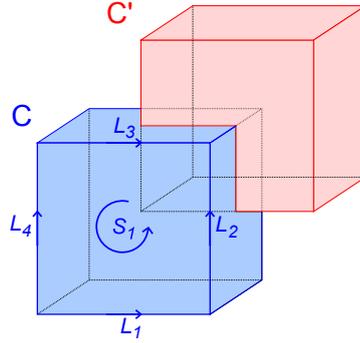
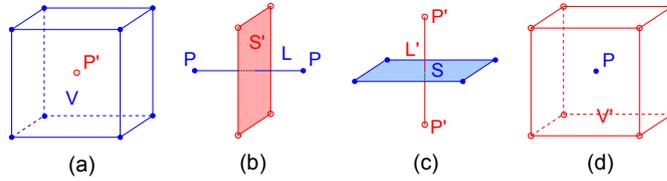
3.1 Introduction : technique d'intégration finie dans l'espace 3D

La technique d'intégration finie (TIF) fut introduite par Thomas Weiland en 1977 [63] pour faciliter la résolution des équations électromagnétiques dans les calculs numériques. Celle-ci repose sur la reformulation exacte des équations de Maxwell intégrales sur les éléments discrétisés d'un espace fermé. Elle permet d'obtenir des systèmes d'équations stables pouvant être implémentés dans diverses méthodes telles que les différences finies. Nous présentons brièvement le formalisme associé à cette méthode tel qu'il est décrit dans [64].

3.1.1 Maillages primal et dual

Le système étudié consiste en un volume fermé $\Omega \in \mathbb{R}^3$, que l'on décompose en un ensemble fini de cellules élémentaires qui constituent le maillage C . On définit ensuite le maillage C' qui est le dual de C , et dont les points correspondent aux centres de gravité des cellules de C . La figure 3.1 montre deux cellules élémentaires de C et C' dans le cas où ils sont tous deux cubiques. Les éléments de C et C' (points, arêtes, facettes et volumes) sont regroupés respectivement dans les ensembles $E = \{P, L, S, V\}$ et $E' = \{P', L', S', V'\}$. La dualité entre

¹les matrices creuses présentent un faible nombre de coefficients non nuls

FIGURE 3.1 – Cellules élémentaires du maillage primal C et du maillage dual C' .FIGURE 3.2 – Les éléments des maillages primal et dual C et C' sont associés les uns aux autres par des relations de bijection.

ces ensembles fait que l'on a des relations de bijection entre les éléments $P \leftrightarrow V'$, $L \leftrightarrow S'$, $S \leftrightarrow L'$, $V \leftrightarrow P'$ (voir figure 3.2) [65]. Cela veut dire par exemple que chaque arête L_i dans C peut être associée à une facette S'_i dans C' . Nous verrons en quoi cela nous sera utile dans la partie 3.1.3.

3.1.2 Formulations finies des équations de Maxwell intégrales

On se place dans le cas monochromatique, avec la convention $\exp(-i\omega t)$ pour la dépendance temporelle, où t est le temps et ω est la pulsation. L'équation de Maxwell-Faraday intégrale dans le domaine fréquentiel donne la relation entre le flux de l'amplitude complexe du champ \mathbf{B} à travers une surface fermée A et la circulation de l'amplitude complexe du champ \mathbf{E} sur le contour δA de la surface :

$$\oint_{\delta A} \vec{E} \cdot d\vec{l} = +i\omega \iint_A \vec{B} \cdot d\vec{S}. \quad (3.1)$$

Lorsqu'on l'applique à une facette S_1 du maillage C (figure 3.1), on trouve la relation suivante :

$$\int_{L_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} + \int_{L_2} \vec{E} \cdot d\vec{l} - \int_{L_3} \vec{E} \cdot d\vec{l} - \int_{L_4} \vec{E} \cdot d\vec{l} = +i\omega \iint_{S_1} \vec{B} \cdot d\vec{S}, \quad (3.2)$$

où les arêtes $\{L_1, L_2, L_3, L_4\}$ définissent le contour de S_1 . Cette équation locale peut être généralisée à l'ensemble du maillage C , donnant alors une équation matricielle exacte qui relie le flux magnétique à travers les N_S facettes S_i aux tensions électriques sur les N_L arêtes

L_i :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & 0 & +1 & +1 & -1 & -1 & 0 & \dots \\ \dots & \dots \end{pmatrix}}_{\Sigma} \begin{pmatrix} \vdots \\ \int_{L_1} \vec{E} \cdot d\vec{l} \\ \int_{L_2} \vec{E} \cdot d\vec{l} \\ \int_{L_3} \vec{E} \cdot d\vec{l} \\ \int_{L_4} \vec{E} \cdot d\vec{l} \\ \vdots \end{pmatrix} = +i\omega \begin{pmatrix} \vdots \\ \iint_{S_1} \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

soit :

$$\Sigma \left[\int_{L_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} \right]_{L_i \in C} = +i\omega \left[\iint_{S_i} \vec{B} \cdot d\vec{S} \right]_{S_i \in C}. \quad (3.4)$$

Σ est une matrice d'incidence avec seulement 4 termes non nuls (+1;+1;-1;-1) par ligne. Elle est par conséquent extrêmement creuse. En procédant de la même façon avec l'équation de Maxwell-Ampère intégrale sur le maillage dual C' , on obtient :

$$\Sigma' \left[\int_{L'_i} \vec{H} \cdot d\vec{l} \right]_{L'_i \in C'} = -i\omega \left[\iint_{S'_i} \vec{D} \cdot d\vec{S} \right]_{S'_i \in C'}, \quad (3.5)$$

où les termes S'_i et L'_i désignent respectivement les facettes et les arêtes de C' , et Σ' est une matrice d'incidence semblable à Σ .

3.1.3 Forme approchée des équations constitutives

Les équations 3.4 et 3.5 ont été obtenues en discrétisant les équations de Maxwell intégrales sur les maillages C et C' . Ce sont donc des équations matricielles exactes constituées de formulations finies des équations de Maxwell sur l'espace fermé Ω . Nous souhaitons maintenant les combiner, en mettant en relation les deux groupes de variables (E,B) et (H,D) à l'aide des équations constitutives. Dans l'approximation linéaire isotrope, ces équations sont les suivantes :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}, \quad (3.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (3.7)$$

où μ_r et ε_r sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité électrique complexes du matériau à la fréquence considérée. Or, dans les équations 3.4-3.5, ces variables sont définies sur les éléments de deux maillages distincts. Qui plus est, ces éléments de maillage n'ont pas la même dimension. On souhaite notamment exprimer les termes de flux du champ \mathbf{B} à travers les facettes $S_i \in C$ en fonction du potentiel de \mathbf{H} sur les arêtes $L'_i \in C'$. Pour rappel, on a les relations de bijection $L \leftrightarrow S'$ et $S \leftrightarrow L'$ du fait de la dualité des maillages, ce qui veut dire en d'autres termes qu'on peut relier n'importe quel élément de dimension 1 de C (resp. C') à un élément de dimension 2 de C' (C), et inversement. Par conséquent, on va pouvoir définir une forme approchée des équations 3.6-3.7, qui aura la

forme suivante :

$$\left[\iint_{S_i} \vec{B} \cdot d\vec{S} \right]_{S_i \in C} \approx M_\mu \left[\int_{L'_i} \vec{H} \cdot d\vec{l} \right]_{L'_i \in C'} , \quad (3.8)$$

$$\left[\iint_{S'_i} \vec{D} \cdot d\vec{S} \right]_{S'_i \in C'} \approx M_\varepsilon \left[\int_{L_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} \right]_{L_i \in C} , \quad (3.9)$$

où les matrices M_ε et M_μ sont des opérateurs de Hodge. Ici, les maillages sont orthogonaux, donc les vecteurs unitaires $d\vec{S}$ et $d\vec{l}$ associés à une paire d'éléments duals sont colinéaires. On peut donc écrire une première approximation des relations constitutives qui relient les paires d'éléments duals entre elles. Avec la bonne indexation, les matrices M_ε et M_μ sont alors des matrices diagonales. Dans un matériau homogène, cela revient à identifier le champ électromagnétique moyenné sur les deux éléments duax S_i, L'_i ainsi que L_j, S'_j .

Nos calculs iront à un ordre d'approximation supérieur, en restant sur des maillages orthogonaux. Ces approximations peuvent être appliquées pour des maillages non-orthogonaux [65]. Les matrices M_ε et M_μ d'ordres supérieurs possèdent des coefficients non nuls supplémentaires autour de la diagonale.

Il est finalement possible d'établir par exemple l'équation d'onde, en combinant les équations exactes 3.4 et 3.5 avec les équations approchées 3.8, 3.9 :

$$M_\varepsilon^{-1} \Sigma' M_\mu^{-1} \Sigma \left[\int_{L_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} \right]_{L_i \in C} = \omega^2 \left[\int_{L_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} \right]_{L_i \in C} . \quad (3.10)$$

Cette équation ne comporte plus qu'une seule variable. Par ailleurs, la matrice $M_\varepsilon^{-1} \Sigma' M_\mu^{-1} \Sigma$ n'a que 13 coefficients non nuls par ligne à l'ordre 0 d'interpolation.

3.1.4 Résumé

Nous venons de voir comment la technique de formulation intégrale permettait d'obtenir des formulations finies et exactes des équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday dans un espace fermé, et comment ces équations pouvaient ensuite être combinées à l'aide d'approximations locales des équations constitutives. L'avantage de cette méthode est qu'on est capable d'établir des équations dont les matrices sont très creuses, puisqu'elles résultent par exemple du produit de matrices diagonales avec des matrices d'incidence. Comme il existe une grande diversité de maillages duals aussi bien orthogonaux que non-orthogonaux, cette méthode peut être implémentée pour des structures géométriques très variées.

Nous allons maintenant utiliser la TIF pour développer une nouvelle méthode modale de résolution des équations de Maxwell dans l'espace 2D, en introduisant la condition modale sur la propagation du champ suivant z . Jusqu'ici, la transposition des équations de Maxwell dans l'espace 2D n'a été appliquée que pour calculer les bandes d'énergie de cristaux photoniques [66] pour des ondes se propageant dans le plan, et au degré 0 d'approximation.

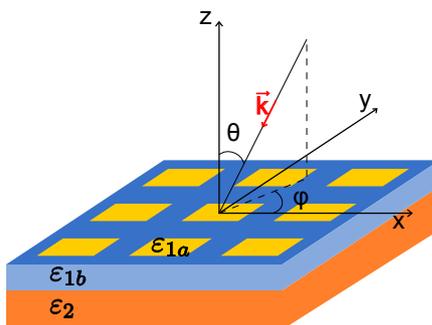


FIGURE 3.3 – Schéma d'une structure constituée d'un empilement de couches suivant z , comportant au moins un réseau périodique dans les directions x et y . Une onde incidente monochromatique arrive sur la structure avec un angle θ par rapport à l'axe z et un angle φ dans le plan (xy) .

3.2 Méthode modale FFPA

Dans cette partie, je décris le procédé me permettant d'établir les équations modales du système à partir des équations de Maxwell intégrales. Pour cela, j'applique le formalisme de la TIF au cas de couches structurées dans le plan (xy) et invariantes suivant l'axe z .

La figure 3.3 montre une représentation typique des systèmes étudiés : il s'agit d'un ensemble de couches empilées suivant l'axe z , qui sont soit uniformes, soit structurées périodiquement selon les axes x et/ou y . Le plan d'incidence fait un angle φ avec le plan xz . Une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ se propage dans le milieu incident homogène en faisant un angle d'incidence θ .

On procède à une étude des modes de propagation couche par couche. Chaque couche est alors considérée comme infinie et invariante suivant z . Pour un mode, les composantes du champ électromagnétique (\mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} ou \mathbf{B}) s'écrivent :

$$\mathbf{f}(x, y, z, t) = \mathbf{f}(x, y) \exp(ik_z z - i\omega t),$$

où k_z est la constante de propagation du mode suivant l'axe z .

3.2.1 Équations de Maxwell exactes dans l'espace 2D

Dans la méthode FIT, les équations de Maxwell étaient discrétisées sur les éléments d'un maillage 3D C et son dual 3D C' imbriqués l'un dans l'autre. Ici, je définis deux maillages 2D G et G' équivalents à C et C' dans le plan (xy) . J'ai choisi de considérer des maillages rectangulaires de même orientation $(+x, +y)$. Les éléments de surface, les segments et les points de G (resp. G') sont notés p , l et s (resp. p' , l' et s') comme sur la figure 3.4, et les points d'intersection entre les segments des deux maillages sont notés q . Nous définissons également des relations de bijections permettant de définir les paires d'éléments (p_i, s'_i) , (l_j, l'_j) et (p_k, s'_k) . Des précisions supplémentaires sur la construction des maillages sont fournies en Annexe.

Dans un premier temps, je reformule l'équation de Maxwell-Faraday sur les éléments du

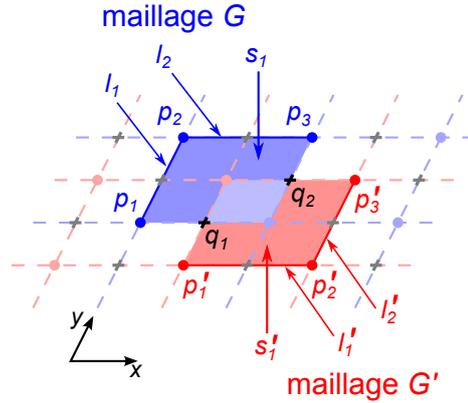


FIGURE 3.4 – Détail des maillages rectangulaires G et G' définis dans le plan (xy) . The points (cercles), segment et éléments de surface de G (resp. G') sont notés p , l et s (resp. p' , l' et s'). Les points d'intersection entre deux segments de G et G' (croix) sont notés q .

maillage G . Pour rappel, celle-ci stipule que le flux du champ \mathbf{B} à travers un élément de surface A est égale à la circulation du champ \mathbf{E} sur le contour fermé de la surface ∂A :

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint_A \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}. \quad (3.11)$$

Dans le cas d'un élément de surface $s_{n1} \in G$ délimité par les segments $(l_{i1}, l_{i2}, l_{i3}, l_{i4})$ (voir Fig. 3.5a), la loi de Faraday dans le domaine fréquentiel s'écrit :

$$\int_{l_1} E_x dx + \int_{l_2} E_y dy - \int_{l_3} E_x dx - \int_{l_4} E_y dy = i\omega \iint_{s_n} B_z dz \quad (3.12)$$

Lorsqu'on généralise l'équation 3.12 aux N_s éléments de surface et aux N_l segments de G , le terme de droite devient un vecteur de taille N_s , et le terme de gauche un produit entre une matrice de taille $N_s \times N_l$ et un vecteur de taille N_l :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & +1 & +1 & -1 & -1 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}}_{\Sigma_G} \begin{pmatrix} \vdots \\ \int E_{t(l_1)} \\ \int E_{t(l_2)} \\ \int E_{t(l_3)} \\ \int E_{t(l_4)} \\ \vdots \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} \vdots \\ \iint B_{z(s_n)} \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

que l'on réécrit sous la forme :

$$[\iint B_z]_{s_i \in G} = -i \frac{1}{k_0 c} \Sigma_G [\int E_t]_{l_i \in G}, \quad (3.14)$$

où $\int E_t$ désigne les termes intégrés de la composante tangentielle du champ \mathbf{E} ($\int E_x dx$ ou $\int E_y dy$, soit la tension électrique) sur les segment l_i , $\iint B_z$ le flux du champ \mathbf{B} suivant

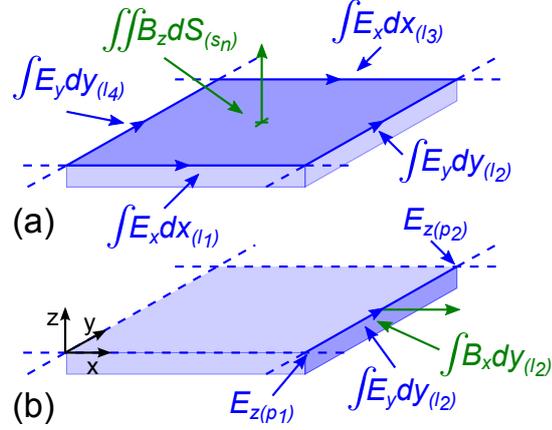


FIGURE 3.5 – On peut assimiler les éléments de surface de G aux facettes supérieures de pavés élémentaires extrêmement fins. On applique tour-à-tour l'équation de Maxwell-Faraday sous sa forme intégrée aux facettes horizontales (a) et verticales (b) de ces pavés.

z sur les éléments de surface s_i , et $k_0 = \omega/c$. La matrice Σ_G est une matrice d'incidence ayant seulement quatre coefficients non nuls $[+1; -1; +1; -1]$ par ligne, celles-ci mettant en relation un terme du flux magnétique avec quatre termes de tension électrique. Elle est donc d'autant plus creuse que N_l est grand.

Chaque élément de surface du maillage G peut être assimilé à la face supérieure d'un pavé dont la dimension dz suivant z est extrêmement petite. Partant de ce constat, j'applique maintenant la loi de Faraday à l'une des facettes verticales du pavé (Fig. 3.5b). Comme le système est invariant suivant z , je peux remplacer la double intégration de la composante normale du champ \mathbf{B} sur la facette par une intégration simple sur l'arête supérieure, qui est le segment $l_2 \in G$. De même, les tensions électriques exprimées sur les arêtes verticales sont remplacées par les valeurs discrètes du champ \mathbf{E} suivant z aux extrémités de ce même segment. Il en résulte l'expression suivante, qui met en relation la tension électrique associée à l_2 , la composante normale du champ \mathbf{B} intégrée sur le segment l_2 , et les valeurs discrètes du champ E_z aux extrémités p_1 et p_2 .

$$-ik_z \int_{l_2} E_y dy - E_{z(p_1)} + E_{z(p_2)} = i\omega \int_{l_2} B_x dy. \quad (3.15)$$

Là encore, cette expression peut être généralisée à l'ensemble du maillage G :

$$-ik_z \begin{pmatrix} \vdots \\ \int E_{t(l_2)} \\ \vdots \end{pmatrix} + \underbrace{\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & -1 & +1 & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}}_{\Delta_G} \begin{pmatrix} \vdots \\ E_{z(p_1)} \\ E_{z(p_2)} \\ \vdots \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} \vdots \\ \int B_{n(l_2)} \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

$$-c [\int B_n]_{l_i \in G} - i \frac{1}{k_0} \Delta_G [E_z]_{p_i \in G} = \frac{k_z}{k_0} [\int E_t]_{l_i \in G}, \quad (3.17)$$

où $\int B_n$ désigne la composante normale de \mathbf{B} intégrée sur un segment l_i ($\int B_x dy$ ou $\int B_y dx$). Δ_G est une matrice d'incidence de taille $N_l \times N_p$, où N_p est le nombre de points du maillage G , avec seulement deux coefficients $[-1, +1]$ non nuls par ligne.

Les équations 3.14 et 3.17 ont été obtenues en écrivant l'équation de Maxwell-Faraday sur le maillage G . En procédant de la même façon avec l'équation de Maxwell-Ampère sur le maillage G' , on obtient :

$$[\iint D_z]_{s'_j \in G'} = +i \frac{1}{k_0 c} \Sigma_{G'} [\int H_t]_{l'_j \in G'} , \quad (3.18)$$

$$c [\int D_n]_{l'_j \in G'} - i \frac{1}{k_0} \Delta_{G'} [H_z]_{p'_j \in G'} = \frac{k_z}{k_0} [\int H_t]_{l'_j \in G'} . \quad (3.19)$$

Pour résumer, j'ai reformulé les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère sous leur forme intégrée sur deux maillages bidimensionnels dans le cas d'une couche invariante suivant z . J'ai obtenu les équations (3.14), (3.17), (3.18) et (3.19) reliant les termes intégrés des champs \mathbf{B} , \mathbf{D} , \mathbf{H} et \mathbf{E} sur les éléments des maillages. Celles-ci, en plus d'être exactes, sont caractérisées par des matrices d'incidence extrêmement creuses. Il n'est pas possible de les combiner telles quelles, car les deux maillages sont disjoints. Dans la partie suivante, je présente les approximations faites sur les équations constitutives me permettant de les combiner.

3.2.2 Approximation des équations constitutives

Les équations constitutives dépendent du modèle choisi pour définir les propriétés physiques du matériau. La forme la plus courante de ces équations est celle qui définit les variables locales ε_r et μ_r en mettant en relation le champ électrique \mathbf{E} avec le déplacement électrique \mathbf{D} , et le champ magnétique \mathbf{B} avec le champ \mathbf{H} :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (3.20)$$

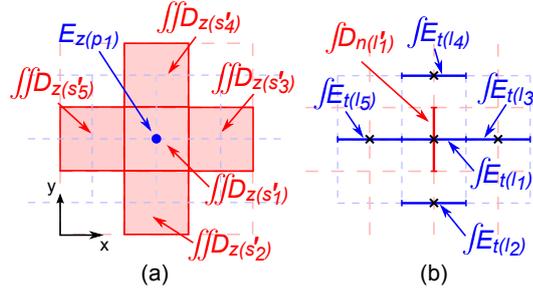
$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} . \quad (3.21)$$

où $\mu_r = 1$ pour un matériau non magnétique, et $\varepsilon_r(\omega)$ est un scalaire complexe pour un matériau isotrope.

Dans le cas qui nous concerne, on souhaite utiliser les relations constitutives pour introduire les paramètres physiques du système dans nos équations, et réduire le nombre de variables du système. On souhaite notamment pouvoir exprimer $[E_z]_{p_i \in G}$ en fonction de $[\iint D_z]_{s'_j \in G'}$ dans l'équation (3.17), ou encore $[\int D_n]_{l'_j \in G'}$ en fonction de $[\int E_t]_{l_i \in G}$ dans l'équation (3.19). Il n'est évidemment pas possible d'appliquer directement les équations 3.20-3.21, dans la mesure où les variables ne sont pas discrétisées ou intégrées suivant les mêmes éléments de maillage. Pour contourner le problème, je réécris ces équations sous de nouvelles formes, que j'obtiens en effectuant des interpolations polynomiales sur les variables intégrées. Les nouvelles équations constitutives, présentées dans le tableau 3.1, sont donc des approximations des équations initiales.

Forme exacte	Formes approchées
$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}$	$[\int D_n]_{l'_j \in G'} = \frac{1}{\mu_0 c^2} [\varepsilon_{//}]_{int} [\int E_t]_{l_i \in G}$ $[E_z]_{p_i \in G} = \mu_0 c^2 \left[\frac{1}{\varepsilon_z} \right]_{int} [\iint D_z]_{s'_j \in G'}$
$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}$	$[\int B_n]_{l_i \in G} = \mu_0 [\mu_{//}]_{int} [\int H_t]_{l'_j \in G'}$ $[H_z]_{p'_j \in G'} = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{1}{\mu_z} \right]_{int} [\iint B_z]_{s_i \in G}$

TABLE 3.1 – Formes exactes et approchées des équations constitutives.

FIGURE 3.6 – Illustration des interpolations au 1er ordre de type (a) surface-point et (b) segment-segment mises en œuvre dans l'équation constitutive reliant les termes discrets et/ou intégrés du champ électrique \mathbf{E} et du déplacement électrique \mathbf{D} . Les croix dans (b) indiquent la position des points d'intersection impliqués dans cette interpolation.

Interpolation surface-point

On commence par exprimer les termes E_z discrétisés aux points $p_i \in G$ en fonction des termes $\iint D_z$ intégrés sur les éléments de surface $s'_j \in G'$ (Fig. 3.6a). Pour cela, on introduit d'abord une interpolation polynomiale des termes $\iint D_z$ en fonction des termes D_z discrétisés aux points p_i . Cela donne :

$$[\iint D_z]_{s'_j \in G'} = U_{ps} [D_z]_{p_i \in G} , \quad (3.22)$$

où U_{ps} est la matrice d'interpolation. Il peut arriver que l'élément de surface $s'_j \in G'$ soit défini au bord d'une zone où la permittivité est discontinue, typiquement à l'interface entre deux matériaux. Compte tenu de la discontinuité de D_z à l'interface, il faut alors exclure de l'interpolation les valeurs discrètes de l'autre côté de cette interface. En appliquant ensuite l'équation 3.20 aux valeurs discrètes de D_z , on obtient :

$$[\iint D_z]_{s'_j \in G'} = \frac{1}{\mu_0 c^2} [\varepsilon_z]_{int} [E_z]_{p_i \in G} , \quad (3.23)$$

où $[\varepsilon_z]_{int}$ est la matrice constitutive d'ordre m , m étant l'ordre d'interpolation. À l'ordre zéro, chaque élément de $[\iint D_z]$ est associé à la valeur de $[E_z]$ sur le nœud associé à la surface. Par conséquent, avec le bon choix d'indexation des éléments, la matrice $[\varepsilon_z]_{int}$ est une matrice diagonale. Aux ordres plus élevés, le nombre de termes non nuls par ligne varie comme $1 + 2m + 2m^2$, donc une fois encore, la matrice constitutive est extrêmement creuse. Les

termes hors diagonale peuvent être considérés comme des corrections du modèle à l'ordre zéro. Par la suite, nous désignerons ce type de matrices sous le nom de Matrices à Diagonale Dominante (MDD).

Plus tard, on a besoin d'inverser l'équation (3.23) pour exprimer $[E_z]$ en fonction de $[\iint D_z]$, ce qui implique normalement d'inverser la matrice $[\varepsilon_z]_{int}$. Comme il ne s'agit que d'une forme approchée de la matrice constitutive, il ne paraît pas essentiel d'avoir recours à un procédé d'inversion rigoureux, qui de surcroît rallongerait significativement le temps de calcul. J'utilise donc un procédé d'inversion rapide propre aux MDD, qui en plus d'accélérer le temps de calcul, permet également d'obtenir des matrices inverses qui sont elles-mêmes des MDD de même ordre d'approximation. La matrice inverse $[\varepsilon_z]_{int}^{-1}$ est donc remplacée par la MDD "inverse" $[1/\varepsilon_z]_{int}$ dans l'équation finale :

$$[E_z]_{p_i \in G} = \mu_0 c^2 \left[\frac{1}{\varepsilon_z} \right]_{int} [\iint D_z]_{s'_j \in G'} \quad (3.24)$$

En procédant de la même manière, on parvient également à exprimer $[H_z]_{p'_i \in G'}$ en fonction de $[\iint B_z]_{s_i \in G}$:

$$[H_z]_{p'_j \in G'} = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{1}{\mu_z} \right]_{int} [\iint B_z]_{s_i \in G} \quad (3.25)$$

Là encore, on doit interpoler séparément de chaque côté des ruptures de permittivité afin de respecter les conditions de continuité des champs, même si dans la plupart des cas on ne considère que des matériaux non magnétiques ($\mu_r = 1$). Des précisions supplémentaires sont fournies en annexe sur le choix des éléments du maillage sélectionnés pour les interpolations aux différents ordres, notamment en cas de rupture de permittivité.

Inversion rapide des MDD

Le calcul rigoureux d'inversion d'une matrice est un procédé coûteux en temps, qu'il convient d'éviter dans les problèmes 2D. Pour y remédier, j'ai mis en place un procédé d'inversion simplifié des MDD, qui n'implique que des calculs linéaires très rapides. Pour cela, j'exprime les MDD sous la forme de séries de matrices. Une MDD d'ordre m s'écrit alors comme :

$$U_m = \sum_{i=0}^m u_i, \quad (3.26)$$

où $u_0 = U_0$ et $u_i = U_i - U_{i-1}$ pour $i = 1 \dots m$. De la même façon, la matrice "inverse" peut s'écrire comme $V_m = \sum_{i=0}^m v_i$. On peut voir les sous-matrices u_m et v_m comme des termes de correction entre les MDDs d'ordre $(m-1)$ et m . Le produit $U_m V_m$ doit donner la matrice identité à tous les ordres $\leq m$, d'où les relations $u_0 v_0 = I$, $u_0 v_1 + u_1 v_0 = 0$, $u_0 v_2 + u_1 v_1 + u_2 v_0 = 0$, etc. Les sous-matrices v_m sont alors calculées simplement à partir

des relations suivantes :

$$v_0 = u_0^{-1} , \quad (3.27)$$

$$v_1 = -v_0 u_1 v_0 , \quad (3.28)$$

$$v_2 = -v_0(u_1 v_1 + u_2 v_0), \text{ etc.} \quad (3.29)$$

Ces calculs ne mettent en jeu que des produits de matrices creuses, et l'inversion de la matrice diagonale u_0 . Par conséquent, le calcul de V_m s'effectue très rapidement. De plus, V_m est également une MDD, avec le même nombre de termes non nuls par ligne que U_m .

Interpolation segment-segment

On veut maintenant exprimer $[\int D_n]_{l'_j \in G'}$, en fonction de $[\int E_t]_{l_i \in G}$ (Fig. 3.6 b). Cette fois, on interpole les deux ensembles de variables intégrées par les valeurs discrètes du champ \mathbf{D} dans le plan, définies aux points d'intersection $\{q_k\}$ des segments l_i et l'_j :

$$[\int D_n]_{l'_j \in G'} = U'_{pl} [D_{//}]_{q_k} , \quad (3.30)$$

$$[\int E_t]_{l_i \in G} = U_{pl} [D_{//}]_{q_k} , \quad (3.31)$$

où le signe $//$ indique qu'on ne considère que les composantes du champ \mathbf{D} dans le plan (xy) . U_{pl} et U'_{pl} sont des MDD relatives aux interpolations point-segment. Les valeurs de la permittivité sont prises en compte dans U_{pl} . Une fois de plus, on ne tient compte que des valeurs discrètes de \mathbf{D} qui sont situées dans la même zone de permittivité que le segment concerné par l'interpolation. Dans le cas du maillage G , il arrive qu'un de ces segments soit défini sur une interface, auquel cas chaque sous-segment défini dans une zone de permittivité continue est interpolé par les valeurs discrètes situées dans cette même zone. La nouvelle équation constitutive est :

$$[\int D_n]_{l'_j \in G'} = \frac{1}{\mu_0 c^2} [\varepsilon_{//}]_{int} [\int E_t]_{l_i \in G} , \quad (3.32)$$

où $[\varepsilon_{//}]_{int} = \mu_0 c^2 U'_{pl} V_{pl}$ est la matrice constitutive des permittivités dans le plan (xy) d'ordre m . La matrice V_{pl} est calculée à partir de U_{pl} à l'aide du procédé d'inversion rapide des MDD décrit précédemment.

On obtient de la même façon :

$$[\int B_n]_{l_i \in G} = \mu_0 [\mu_{//}]_{int} [\int H_t]_{l'_j \in G'} . \quad (3.33)$$

Pour conclure cette partie, nous avons maintenant quatre nouvelles expressions des équations constitutives avec les équations (3.24), (3.25), (3.32) et (3.33). Nous les avons obtenues sans avoir recours à des inversions de matrices de grande taille, d'où une faible dépense en temps de calcul. Les matrices constitutives résultent d'interpolations polynomiales entre termes voisins, par conséquent elles sont très creuses. Ce procédé d'interpolation était déjà présent dans la FIT ou la Cell-Method, à ceci près qu'il n'était réalisé qu'à l'ordre 0. En interpolant aux ordres supérieurs, on espère améliorer la convergence du code plus efficacement

qu'en réduisant la taille des cellules.

3.2.3 Équation modale

Nous allons maintenant établir l'équation aux valeurs propres du système. Pour cela, on combine les expressions exactes des équations de Maxwell (3.14) et (3.19) avec les équations constitutives approchées (3.25) et (3.32), et de la même manière les équations (3.17) et (3.18) avec (3.24) et (3.33). On obtient deux nouvelles expressions dont les seules variables sont les composantes des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} dans le plan (xy) intégrées sur les segments de G et G' :

$$\mu_0 c \left(- [\mu_{//}]_{int} + \frac{1}{k_0^2} \Delta_G \left[\frac{1}{\varepsilon_z} \right]_{int} \Sigma_{G'} \right) [\int H_t]_{l'_j \in G'} = \frac{k_z}{k_0} [\int E_t]_{l_i \in G} , \quad (3.34)$$

$$\frac{1}{\mu_0 c} \left([\varepsilon_{//}]_{int} - \frac{1}{k_0^2} \Delta_{G'} \left[\frac{1}{\mu_z} \right]_{int} \Sigma_G \right) [\int E_t]_{l_i \in G} = \frac{k_z}{k_0} [\int H_t]_{l'_j \in G'} . \quad (3.35)$$

En remplaçant $[\int E_t]$ dans l'équation (3.35) par (3.34), on obtient l'équation aux valeurs propres suivante :

$$M_H [\int H_t]_{l'_j \in G'} = k_{zN}^2 [\int H_t]_{l'_j \in G'} . \quad (3.36)$$

Les valeurs propres sont $k_{zN}^2 = (k_z/k_0)^2$, k_z étant la constante de propagation du mode suivant z . Les vecteurs propres $[\int H_t]$ contiennent les valeurs des composantes tangentielles du champ \mathbf{H} intégrées sur les segments $l'_j \in G'$, soit $\int H_x dx$ et $\int H_y dy$. Chaque couple de solutions $(k_{zN}, [\int H_t])$ correspond à un mode de la couche.

La matrice M_H résulte du produit entre matrices d'incidence et MDD, par conséquent elle est très creuse. Comme pour l'inversion, on se contente de ne garder que les termes significatifs de M_H issus de la décomposition en séries des MDD aux différents ordres d'interpolation dans les matrices des équations (3.34) et (3.35). On peut donc réécrire celles-ci sous la forme :

$$(A_0 + A_1 + A_2 + \dots + A_m) [\int H_t]_{l'_j \in G'} = \frac{k_z}{k_0} [\int E_t]_{l_i \in G} \quad (3.37)$$

$$(B_0 + B_1 + B_2 + \dots + B_m) [\int E_t]_{l_i \in G} = \frac{k_z}{k_0} [\int H_t]_{l'_j \in G'} , \quad (3.38)$$

où m est l'ordre d'interpolation des équations constitutives. La matrice M_H associé à cet ordre s'écrit :

$$M_{H(m)} = \sum_{p+q \leq m} A_p B_q . \quad (3.39)$$

Le nombre maximum de termes non nuls par ligne varie comme $4(m+1)(m+4)+1$, où m est l'ordre d'interpolation. Dans le cas de structures périodiques, des termes supplémentaires apparaissent dans la matrice en raison des conditions pseudo-périodiques suivantes :

$$f(x + d_x) = f(x) \exp(ik_0 d_x \sin(\theta) \cos(\varphi)) \quad (3.40)$$

$$g(y + d_y) = g(y) \exp(ik_0 d_y \sin(\theta) \sin(\varphi)) , \quad (3.41)$$

où (θ, φ) sont les angles d'incidence (voir Fig. 3.3).

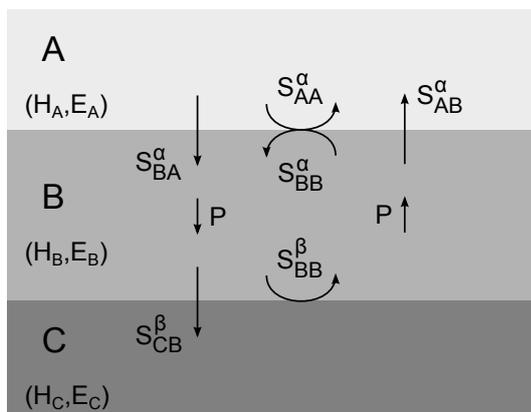


FIGURE 3.7 – Empilement de 3 couches sur lequel on définit les matrices des amplitudes modales réfléchies S_{ii} et transmises S_{ij} aux interfaces α et β , ainsi que la matrice de propagation P .

3.3 Algorithme de matrices S

La résolution de l'équation modale pour chaque couche permet d'en identifier les modes optiques. Elle ne constitue cependant que la première étape du calcul de la réponse optique du système. Il faut dans un deuxième temps appliquer les relations de continuité des champs aux interfaces intercouches, afin de déterminer quelles sont les combinaisons linéaires de ces modes dans les couches. Pour cela, j'applique le formalisme de matrices S [67], qui est utilisé dans diverses méthodes numériques, dont le code BMM [61].

Considérons un système composé de 3 couches A, B et C (figure 3.7), où les interfaces entre les couches A-B et B-C sont notées respectivement α et β . Dans chaque couche, le champ électromagnétique peut être exprimé comme une combinaison linéaire des solutions des équations modales. Par exemple, pour une onde incidente dans la couche A, les composantes dans le plan (xy) du champ EM s'écrivent $E_i = E_A U_i$ et $H_i = H_A U_i$, où U_i est le vecteur de projection du champ incident dans la base des vecteurs propres (H_A, E_A) de la couche A. À l'interface α entre les couches A et B, les relations de continuité des composantes du champ donne :

$$H_A U_i + H_A U_r = H_B U_t \quad (3.42)$$

$$E_A U_i - E_A U_r = E_B U_t, \quad (3.43)$$

où U_r et U_t sont respectivement les vecteurs de projection associés à l'onde réfléchie dans la couche A et à l'onde transmise dans la couche B, et (H_A, E_A) est la base des vecteurs propres de la couche A. Ces relations sont linéaires, donc il existe une relation du type $U_r = \overset{\alpha}{S}_{AA} U_i$. De même, on a $H_A U_t = H_A S_{BA}^\alpha U_i$. On peut alors réécrire les équations précédentes, en

éliminant U_i qui est un vecteur arbitraire :

$$H_A + H_A S_{AA}^\alpha = H_B S_{BA}^\alpha, \quad (3.44)$$

$$E_A - E_A S_{AA}^\alpha = E_B S_{BA}^\alpha. \quad (3.45)$$

Les matrices S_{AA}^α et S_{BA}^α sont respectivement les matrices des amplitudes modales réfléchies ou transmises pour une onde incidente depuis le milieu A. En combinant ces deux expressions, on trouve les formules suivantes permettant de calculer ces matrices :

$$S_{AA}^\alpha = H_A^{-1} (Z_A + Z_B)^{-1} (Z_A - Z_B) H_A, \quad (3.46)$$

$$S_{BA}^\alpha = H_B^{-1} (Z_A + Z_B)^{-1} 2Z_A H_A, \quad (3.47)$$

où $Z_I = E_I H_I^{-1}$ est l'impédance définie à partir des matrices des valeurs propres E_I et H_I dans la couche I . Des expressions similaires sont obtenues pour toutes les matrices S_{AB}^α , S_{BB}^α , S_{BB}^β , et S_{CB}^β . Pour la structure complète de la figure 3.7, on trouve :

$$S_{AA}^{réseau} = S_{AA}^\alpha + S_{AB}^\alpha (1 - P S_{BB}^\beta P S_{BB}^\alpha)^{-1} P S_{BB}^\beta P S_{BA}^\alpha, \quad (3.48)$$

$$S_{CA}^{réseau} = S_{CB}^\beta P (1 - S_{BB}^\alpha P S_{BB}^\beta P)^{-1} S_{BA}^\alpha, \quad (3.49)$$

où $S_{AA}^{réseau}$ et $S_{CA}^{réseau}$ sont respectivement les matrices de réflexion et de transmission du système. La matrice P est une matrice diagonale qui contient les termes de phase associés à la propagation de l'onde entre les interfaces α et β , son m -ième terme étant $\exp(ik_z^{(m)} h_B)$, où $k_z^{(m)}$ est la constante de propagation associée au mode m , et h_B est l'épaisseur de la couche B.

Il est possible de déduire toutes les propriétés optiques du système à partir des matrices S . Par exemple, par une normalisation convenable des vecteurs propres des milieux homogènes d'entrée et de sortie², la part d'énergie transmise d'un mode i en entrée du système tricouche vers un mode j en sortie correspond à $T(j, i) = |S_{CA}^{réseau}(j, i)|^2$. De même, la part d'énergie réfléchi du mode i vers le mode k s'écrit $R(k, i) = |S_{AA}^{réseau}(k, i)|^2$. Par ailleurs, les modes optiques ne sont généralement pas associés à un seul vecteur propre mais à plusieurs, en raison de la dégénérescence de ces modes qui est due notamment à l'existence des deux polarisations. Il revient donc à l'utilisateur de réorganiser les colonnes de la base de vecteurs propres pour que les modes connus soient associés à un seul vecteur propre, ce qui nécessite de connaître l'allure du champ associé à ces modes.

3.4 Implémentation du code FFPA sur des exemples simples

La performance de la méthode FFPA est étudiée sur quelques exemples. La précision des résultats est analysée en fonction des paramètres du système tels que l'ordre d'interpolation des équations constitutives et le maillage. On compare également les vitesses de convergence du code FFPA et du code commercial RETICOLO, basé sur la méthode modale RCWA, en fonction de la taille des matrices propres aux équations modales. Les deux méthodes diffèrent

²Dans le code FFPA, les colonnes des modes les moins évanescents sont normalisés par la valeur moyenne de leur vecteur de Poynting selon z .

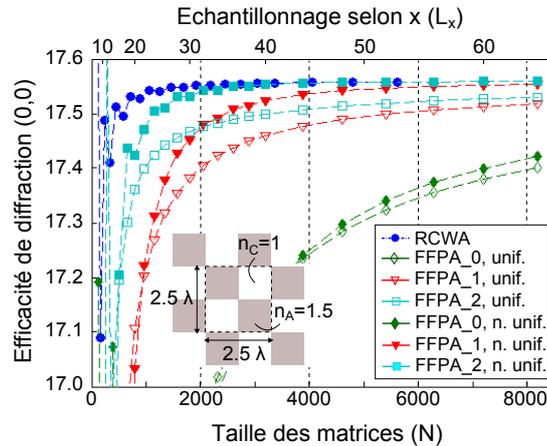


FIGURE 3.8 – Convergence de l'efficacité de diffraction en transmission (0,0) (en %) calculée avec le code RETICOLO et le code FFPA pour l'exemple du damier. Le code FFPA est implémenté avec les ordres d'interpolation $m = 0$ à 2 (courbes FFPA_ m). Nous avons aussi testé deux types de maillage, dont l'un est uniforme (noté unif), et l'autre est plus dense aux interfaces (noté n. unif).

au niveau de la construction des matrices des équations modales. La taille des matrices croît comme $2(2M_x + 1)(2M_y + 1)$ dans la méthode RCWA, où M_x et M_y sont les ordres les plus élevés de la décomposition en séries de Fourier [de la permittivité]. Dans la méthode FFPA, elle est égale à $2L_x L_y$, où L_x et L_y sont le nombre de discrétisations selon x et y des maillages G et G' pour une période du système. Les deux codes sont implémentés dans Matlab, et les résultats numériques sont obtenus sur un ordinateur avec 2.67 GHz en CPU et 12 Go de mémoire vive. Ici, on cherche principalement à évaluer la validité du modèle physique, et on ne profite pas des propriétés des matrices creuses. Nous verrons comment ces matrices peuvent servir à accélérer les calculs dans le chapitre suivant.

3.4.1 Exemple 1 : damier

Le premier exemple consiste en un système tricouche où les milieux d'entrée (A) et de sortie (C) sont uniformes et d'indices respectifs $n_A = 1.5$ et $n_C = 1$. La couche intermédiaire (B) est formée d'un réseau périodique semblable à un damier, dont le motif élémentaire fait $2.5\lambda \times 2.5\lambda$, où λ est la longueur d'onde. Celui-ci est représenté sur la figure 3.8 : l'indice des carrés gris est égal à l'indice du milieu d'entrée (n_A), et celui des carrés blanc à l'indice du milieu de sortie (n_C). L'épaisseur de la couche est λ . Cet exemple a été utilisé à de multiples reprises pour étudier la convergence de diverses méthodes de simulation numérique [56, 59, 60, 68, 51].

Nous étudions ici les efficacités de diffraction transmises (n_{out}, n_{in}), c'est-à-dire la part d'énergie transmise depuis un ordre diffracté du milieu d'entrée n_{in} vers un ordre diffracté du milieu de sortie n_{out} . La figure 3.8 montre l'évolution de l'efficacité de diffraction (0,0) en fonction de la taille des matrices modales N . Les calculs ont été effectués avec le code RETICOLO (noté RCWA) et le code FFPA (noté FFPA). Pour ce dernier, nous avons

Ordre de diffraction	-2	-1	0	1	2
-2		0	4.305	0	
-1	0	12.832	0	12.832	0
0	6.159	0	17.558	0	6.159
1	0	12.832	0	12.832	0
2		0	4.305	0	

TABLE 3.2 – Valeurs des efficacités de diffraction (en %) en transmission du damier calculées avec le code FFPA. L'ordre d'interpolation est $m = 2$, et la taille de la matrice modale est $N = 8192$.

testé les ordres d'interpolation $m=0$ à 2, ainsi que deux maillages différents : d'une part un maillage uniforme (noté unif), et d'autre part un maillage non uniforme (noté n. unif), qui présente plus de points aux interfaces. Les résultats montrent que les deux codes convergent vers la même valeur proche de 17.55 %. Le code RETICOLO s'arrête à $N \sim 6000$ lorsque l'allocation de mémoire devient insuffisante, tandis que le code FFPA s'arrête à $N \sim 8000$. L'ordre d'interpolation joue un rôle important sur la convergence du code FFPA : à l'ordre 0, le code n'a pas fini de converger que la mémoire de l'ordinateur est déjà saturée, tandis qu'à l'ordre 2, celui-ci a quasiment fini de converger pour $N = 3000$. De plus, la convergence est plus rapide lorsque le maillage est non uniforme. À l'ordre 2 d'interpolation et pour un maillage non uniforme, le code FFPA converge de la même manière que le code RETICOLO.

Le tableau 3.2 montre les efficacités de diffraction de tous les ordres se propageant dans le milieu de sortie calculés à l'ordre 2 d'interpolation et pour $N = 8192$ en fonction de l'ordre 0 du milieu d'entrée. On constate une très bonne concordance avec les résultats cités dans l'article [60], avec des différences entre les efficacités qui sont inférieures à 0.02 %.

3.4.2 Exemple 2 : grille métallique suspendue

Le deuxième exemple est une grille métallique suspendue dans l'air. La grille a une épaisseur de 0.2λ , une période de 1.2λ selon x et y , et un facteur de remplissage de $1/6$. Le métal a comme indice la valeur $1 + 5i$. Cette structure est un peu plus complexe à simuler que l'exemple précédent, du fait de la structuration sub-longueur d'onde du métal qui peut induire des variations importantes des champs électromagnétiques. Le tableau 3.3 regroupe les efficacités de diffraction en réflexion et en transmission calculée avec le code FFPA pour $m = 2$ et avec des maillages non uniformes de 82×82 points, soit $N = 8192$. La comparaison avec les résultats de la référence [60] montre qu'on obtient les mêmes efficacités à ± 0.03 % près, sauf pour l'efficacité de diffraction en réflexion (0,0) où la différence est de 0.2 %.

La figure 3.9 compare les efficacités de diffraction en réflexion du mode fondamental pour un maillage non uniforme aux ordres d'interpolation $m = 0$ à 2. Le maillage est non uniforme, avec autant de points pour la partie métallique que pour la partie non métallique du réseau. Là encore, la convergence s'améliore lorsqu'on augmente l'ordre d'interpolation. La convergence du code est même meilleure que celle de RETICOLO à l'ordre 1 d'interpolation.

	Ordres de diffraction	-1	0	1
Transmission	-1	-	4.189	-
	0	4.189	44.846	4.189
	1	-	4.189	-
Réflexion	-1	-	3.649	-
	0	3.649	14.105	3.649
	1	-	3.649	-

TABLE 3.3 – Valeurs des efficacités de diffraction (en %) en transmission et en réflexion de la grille métallique calculées avec le code FFPA. L'ordre d'interpolation est $m = 2$, et la taille des matrices modales est $N = 8192$.

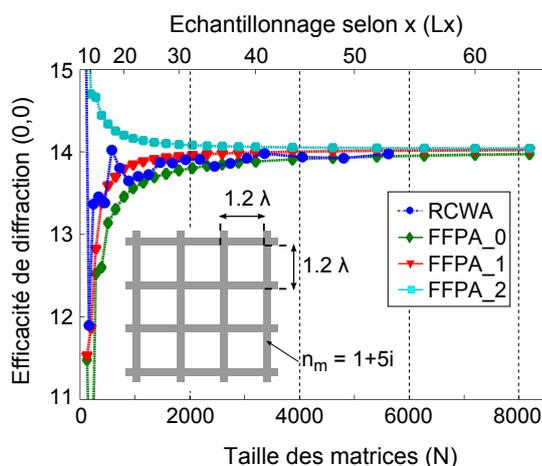


FIGURE 3.9 – Convergence de l'efficacité de diffraction en réflexion (0,0) (en %) calculée avec le code RETICOLO et le code FFPA pour la grille métallique. Le code FFPA est implémenté pour $m = 0, 1$ et 2 , et pour un maillage non uniforme.

3.4.3 Exemple 3 : combinaison d'antennes MIM

Nous terminons cette étude en appliquant le code FFPA à un cas réel. Il s'agit d'un système périodique composé de quatre résonateurs carrés de type métal - isolant - métal (MIM) par période, chacun résonant à une longueur d'onde donnée (voir figure 3.10) [69]. Les résonateurs sont des empilements carrés de sulfure de zinc (ZnS) et d'or sur un substrat d'or, avec des épaisseurs respectives $h_{\text{ZnS}} = 290$ nm et $h_{\text{Au}} = 50$ nm. Les autres dimensions du système sont représentées sur la figure 3.10(a), et leurs valeurs sont résumées dans le tableau 3.4. La combinaison de ces quatre résonateurs donne lieu à une large bande d'absorption entre $7.5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$, comme le montre le spectre d'absorption mesuré, représenté sur la figure 3.10(c) pour un angle d'incidence de 13 degrés. Nous avons voulu vérifier ces valeurs expérimentales en calculant le spectre d'absorption à l'aide du code FFPA. Pour cela, nous avons pris un indice du ZnS égal à 2, et avons calculé l'indice de l'or aux différentes longueurs d'onde selon le modèle de Drude-Lorentz [70]. Sur la figure 3.10(c), on voit que l'on a une bonne correspondance entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées, et que l'on retrouve bien les quatre résonances propres à chacune des antennes MIM. Les différences entre ses courbes s'expliquent principalement par des indices légèrement différents dans les

Paramètres	d	c_x	c_y	w_1	w_2	w_3	w_4
Dimensions (μm)	5.3	4.41	4.47	1.64	1.78	1.91	2.07

TABLE 3.4 – Dimensions des paramètres de structure représentés sur la figure 3.10 pour le système périodique à quatre antennes MIM.

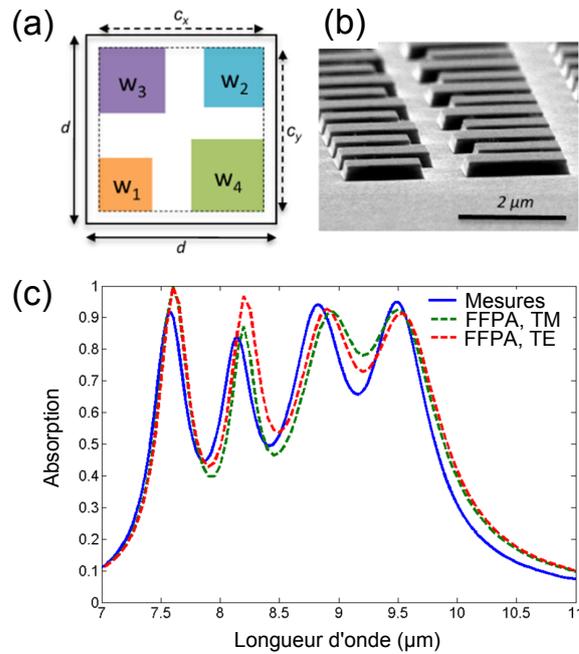


FIGURE 3.10 – (a) Motif élémentaire de la structure à quatre antennes MIM vue du dessus. (b) Image réalisée au microscope à balayage électronique (MBE) de la structure fabriquée. (c) Comparaison des mesures expérimentales et des calculs numériques avec le code FFPA du spectre d'absorption de la structure pour un angle d'incidence $\theta = 13^\circ$. Le temps nécessaire au calcul du spectre était de l'ordre d'une heure par valeur.

expériences, et par des variations des dimensions et de la géométrie qu'on peut constater sur l'image MEB tiltée en figure 3.10(b). Notons que le calcul de ces courbes nécessite un échantillonnage dense des structures, si bien que le calcul d'une seule valeur de la courbe dure environ une heure.

3.5 Conclusion & Perspectives

La méthode modale FFPA a été développée dans le but de simuler des empilements de couches structurées bidimensionnelles. Pour cela, nous nous sommes inspirés de la technique d'intégration finie, qui combine des formulations finies des équations de Maxwell intégrales avec des formulations approchées des équations constitutives, en réécrivant ces formulations pour des couches invariantes suivant z . Ces équations ne mettent en relation que des variables spatialement proches, donc on obtient des équations modales dont les matrices sont très creuses. Ces équations modales, combinées au formalisme de matrices S , permettent

de calculer les propriétés optiques d'une grande variété de systèmes. Nous avons testé les performances du code FFPA sur deux exemples tirés de la littérature, et avons montré que le code convergeait vers les bonnes valeurs avec une excellente précision. Nous avons également vu que la convergence était nettement meilleure lorsqu'on augmentait l'ordre des interpolations polynômiales dans les relations constitutives, ou que l'on rendait le maillage non uniforme. Ces exemples montrent donc que le code fonctionne bien et présente une assez bonne fiabilité. En revanche, le dernier exemple étudié rappelle que les calculs restent coûteux en temps, avec près d'une heure de calcul pour chaque valeur du spectre d'absorption du système.

Si ces résultats sont encourageants, la convergence du code peut encore être améliorée par la prise en compte d'interpolations d'ordre supérieur à 2 dans les approximations constitutives, ou par l'optimisation des maillages du système. En ce qui concerne le maillage, nous nous sommes limités ici à des maillages orthogonaux, ce qui facilitait l'écriture du code et plus particulièrement des interpolations polynômiales. S'ils conviennent très bien pour des petits motifs rectangulaires, ils sont moins adaptés à des motifs plus complexes, et peuvent donner lieu à un suréchantillonnage du système ou à une mauvaise prise en compte des interfaces. Des maillages non orthogonaux tels que les maillages de Delaunay-Voronoi [66] permettraient d'alléger les calculs en optimisant l'échantillonnage des structures. Cependant, les interpolations aux ordres supérieurs à 0 sont plus délicates à mettre en œuvre, du fait de la non-colinéarité des segments voisins.

La méthode FFPA peut théoriquement s'appliquer à toutes sortes de dispositifs constitués d'empilements de couches structurées, dont nous n'avons pas tenu compte ici pour l'étude de la convergence du code. Ceux-ci incluent :

- les structures composées de matériaux magnétiques, pour lesquels il est important de prendre en compte à la fois les discontinuités de μ_r et de ε_r aux interfaces.
- les structures composées de matériaux anisotropes, que l'on peut facilement simuler à condition que les axes cristallins soient définis suivant les axes x , y et z de la structures.
- les structures aperiodiques, qui sont généralement traitées comme des systèmes périodiques délimités par des *Perfectly Matched Layers* (PML) [71].

Enfin, la réduction du temps de calcul n'a pas été mentionnée dans ce chapitre, alors qu'elle constitue un des principaux objectifs que nous nous sommes fixés au départ en développant la méthode FFPA. Dans le chapitre suivant, nous décrivons le procédé d'accélération des calculs basé sur les matrices creuses des équations modales, et évaluons son efficacité pour le code FFPA.

Chapitre

4

Accélération du code avec les matrices creuses

Sommaire

4.1	Calcul accéléré de valeurs propres	54
4.1.1	Présentation du problème	54
4.1.2	Méthodes de résolution des équations aux valeurs propres	55
4.1.3	Vitesses de résolution : calcul complet vs. calcul réduit	56
4.2	Algorithme de matrices S réduit	58
4.2.1	Principe de l'algorithme réduit	58
4.2.2	Résultats	59
4.2.3	Exemple 1 : damier	59
4.2.4	Exemple 2 : grille métallique	61
4.3	Conclusion & Perspectives	64

La simulation de structures complexes pose problème tant au niveau de la durée du calcul que de la capacité de stockage de l'ordinateur. Ainsi, le calcul du spectre d'absorption de la structure à quatre antennes MIM avait nécessité plus de 48 heures de calculs. Il est donc important de mettre à profit toutes les astuces de calcul offertes par les propriétés physiques de la structure ou par la méthode de simulation mise en oeuvre. La méthode la plus efficace consiste à prendre en compte les symétries du système lorsqu'il y en a pour réduire le nombre d'équations. Ainsi, l'existence d'un axe de symétrie permet de réduire la taille des matrices modales d'un facteur 2. Cependant, ce genre de simplification n'est pas toujours possible, notamment lorsqu'on travaille hors incidence normale.

Dans nos équations modales, l'étape la plus coûteuse en temps est la résolution des équations aux valeurs propres pour chaque couche du système. Or, la méthode FFPA a été conçue afin que les matrices relatives aux équations modales soient très creuses. L'avantage de ces matrices, hormis qu'elles sont moins gourmandes en allocation de mémoire, est qu'elles permettent une réduction sensible du nombre d'opérations élémentaires pour des calculs simples tels que des sommes ou multiplications de matrices. De nombreux algorithmes fonctionnent ainsi plus rapidement lorsqu'ils sont appliqués à des matrices creuses. C'est le cas de la méthode d'Arnoldi implicitement redémarrée [72], qui résoud un faible nombre de valeurs propres et vecteurs propres d'une matrice. Celle-ci est implémentée dans le procédé d'accélération de la méthode modale B-spline [61], et permet de calculer une fraction des modes optiques de chaque couche pour des systèmes complexes.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'accélération de la méthode modale FFPA avec le même procédé que la méthode modale B-Spline. Nous verrons dans un premier temps les caractéristiques et avantages des techniques de résolution rapide d'un nombre réduit de

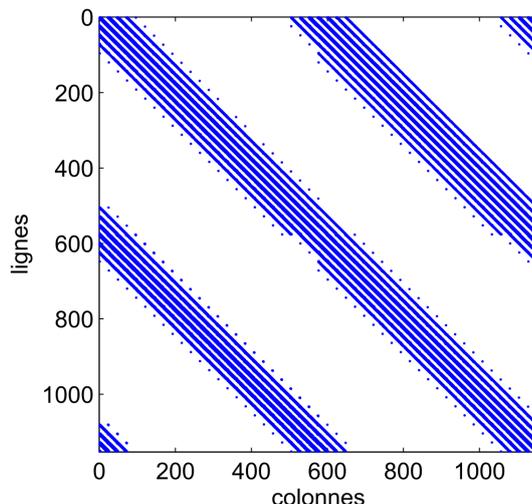


FIGURE 4.1 – Densité de la matrice modale dans le code FFPA, pour des maillages de 24×24 points et à l'ordre d'interpolation $m = 2$. Les termes dans les coins supérieur droit et inférieur gauche sont dûs à la périodicité du motif.

valeurs propres et vecteurs propres, ainsi qu'un formalisme de matrices S adapté à ce calcul réduit des modes optiques. Nous discuterons dans un deuxième temps des performances obtenues en terme de convergence et de rapidité de calcul lorsqu'on implémente le procédé d'accélération décrit dans le code FFPA.

4.1 Calcul accéléré de valeurs propres

4.1.1 Présentation du problème

La méthode modale FFPA ne met en jeu que des expressions locales des équations de Maxwell et des approximations constitutives, d'où des matrices modales très creuses avec au maximum $4(m+1)(m+4)+1$ coefficients non nuls par ligne, où m est l'ordre d'interpolation. La figure 4.1 illustre la densité d'une de ces matrices associées à des maillages de 24×24 points.

La réponse optique du système simulé s'obtient en deux temps : d'abord, on résout les modes optiques dans chaque couche, puis on calcule les matrices S , à partir desquelles on peut reconstruire le champ EM dans la structure. La précision des coefficients des matrices S va dépendre à la fois du nombre de modes qui sont pris en compte, et de la précision du calcul des vecteurs propres et valeurs propres associés à ces modes. Or, l'augmentation de la densité d'échantillonnage, soit de la taille des matrices modales, permet justement 1) de calculer plus de modes optiques des couches, et 2) d'améliorer la précision des valeurs propres et vecteurs propres déjà calculés. Ceci explique pourquoi les résultats convergent lorsque la taille des matrices augmente. Cependant, cette augmentation de la taille du problème entraîne aussi une hausse significative du temps de calcul, que l'on cherche justement à limiter.

Dans le cas de structures périodiques de période égale ou inférieure à quelques λ , où λ est

la longueur d'onde d'étude, le champ EM peut être généralement bien décrit avec quelques modes seulement dans chaque couche. Par exemple, dans le cas d'un système périodique à 5 fentes fines dans un substrat métallique [73], seuls cinq modes peuvent se propager dans la couche structurée, et jouent un rôle significatif sur les résonances. Même si d'autres modes doivent être pris en compte dans le calcul des matrices S , on peut donc se demander si la réponse optique du système ne pourrait pas être calculée précisément en ne tenant compte que d'un faible nombre de modes. La convergence des résultats avec la taille des matrices serait dûe non pas à l'augmentation du nombre de modes calculés, mais à l'augmentation de la précision sur ce nombre réduit de modes. D'où l'hypothèse suivante : pour un problème de taille N , la réponse optique calculée reste inchangée lorsqu'on prend en compte les N modes du problème ou seulement $n_{vp} \ll N$ modes, pourvu que n_{vp} soit suffisamment grand.

Si cette hypothèse était vérifiée, le calcul d'un nombre réduit de modes permettrait d'accélérer significativement les temps de calcul, sans pour autant altérer la précision de la méthode. Or, la résolution des équations aux valeurs propres se fait par des méthodes itératives, dont certaines permettent justement de calculer un nombre réduit de modes. L'une d'elles, la méthode d'Arnoldi implicitement redémarrée [72], est d'ailleurs optimisée pour la résolution de quelques valeurs propres de matrices très larges et très creuses, et permet des temps de résolution très courts. Dans la partie suivante, je décris brièvement le procédé de résolution de ces équations, ce qui nous permettra ensuite d'évaluer le gain de temps associé au calcul réduit de modes.

4.1.2 Méthodes de résolution des équations aux valeurs propres

Méthodes de puissance

Les méthodes itératives les plus couramment utilisées dérivent toutes de la méthode par itération de puissance [74, 75]. Le principe est simple, puisqu'on part de la matrice A à résoudre et d'un vecteur initial v_0 pour construire ensuite la suite de vecteurs v_i :

$$v_{i+1} = \frac{Av_i}{\|Av_i\|}. \quad (4.1)$$

Si la matrice A a une valeur propre λ plus grande que les autres et si le vecteur v_0 a une composante non nulle sur un des vecteurs propres associés à λ , alors la suite v_i converge vers un de ces vecteurs propres, et la suite $\lambda_i = v_i^T Av_i / v_i^T v_i$ converge vers λ . Cette méthode n'est évidemment utile que si l'on souhaite ne calculer qu'une seule valeur propre. Pour en calculer plusieurs à la fois, on procède au même type d'itération avec k vecteurs initiaux. À chaque itération, les nouveaux vecteurs $(v_{i+1}^{(j)})_{j \in [1, k]}$ sont orthonormés, de sorte qu'ils convergent vers les vecteurs propres du sous-espace invariant de A associé aux k plus grandes valeurs propres. Cette méthode est appelée itération de sous-espace [74, 75].

Un des avantages des méthodes de puissance est que l'on a une grande variété de choix de sélection des valeurs propres à calculer. Par exemple, pour certains problèmes, dont le nôtre, on préfère calculer les k premières valeurs propres d'amplitude proche de 0. On applique alors la méthode de puissance au problème inverse A^{-1} , dont les valeurs propres sont les inverses des valeurs propres de A . Par conséquent, les k premières valeurs propres

de plus forte amplitude de A^{-1} calculées par la méthode de puissance sont les inverses des k premières valeurs propres de A proches de 0. De même, il est possible de calculer les k valeurs propres proches d'une valeur σ en appliquant la méthode de puissance à la matrice $(A - \sigma I)^{-1}$.

Méthode QR

Dans le cas où l'on cherche à calculer toutes les valeurs propres d'une matrice A réelle, on utilise la méthode QR, qui dérive de la méthode de puissance. On applique à la matrice A une suite de transformations du type $A_{i+1} = Q^T A_i Q$, où Q est une matrice orthogonale. La suite A_i converge alors vers une matrice triangulaire supérieure, dont les termes sur les diagonales sont les valeurs propres de A . La triangularisation d'une matrice par ce procédé peut être extrêmement lente, c'est pourquoi il est d'usage de réduire au préalable la matrice A en une matrice de Hessenberg supérieure ¹ telle que $AV = VH$ à l'aide de l'algorithme de Householder ou de rotations de Givens [74], puis de triangulariser H avec la méthode QR ou une méthode semblable. Les valeurs sur la diagonale de la matrice convergent alors vers les valeurs propres de A .

La méthode QR est implémentée sous Matlab dans le cas de matrices réelles avec la fonction *eig*, et permet de calculer toutes les valeurs propres du système. Pour des matrices complexes, la fonction applique la méthode dite QZ. Un premier inconvénient de la méthode QR est que l'on est obligé de calculer les vecteurs propres dans un deuxième temps, ce qui nécessite de stocker les matrices Q calculées après chaque itération. Un deuxième inconvénient est que la charge de calcul ne peut être optimisée pour des matrices creuses.

Méthode d'Arnoldi

La méthode d'Arnoldi est une extension de la méthode par itération de sous-espace. Elle consiste à calculer les k valeurs propres et vecteurs propres de A sur le sous-espace de Krylov, défini comme l'ensemble des vecteurs $K_k = \{v_0, Av_0, A^2v_0, \dots, A_{k-1}v_0\}$, soit les vecteurs v_i qu'on calculait précédemment par itération de puissance. Les vecteurs propres de A dans le sous-espace K_k forment une base orthonormée de K_k , et sont construits par orthogonalisation de Gram-Schmidt [74, 75]. Les valeurs propres de A sont obtenus par triangularisation selon la méthode QR de la matrice de Hessenberg H_k , qui est la projection de A dans K_k . La méthode d'Arnoldi *implicitement redémarrée* [72] comprend en plus des processus de redémarrage, qui permettent de réduire la mémoire utilisée et accélérer la convergence.

4.1.3 Vitesses de résolution : calcul complet vs. calcul réduit

La méthode d'Arnoldi implicitement redémarrée est implémentée dans la fonction *eigs* de Matlab avec les routines ZNAUPD et ZNEUPD de la librairie ARPACK [76], qui sont optimisées pour les matrices très creuses. Dans le procédé d'accélération appliqué au code FFPA, nous utilisons la fonction *eigs* pour calculer n_{vp} valeurs propres et vecteurs propres d'une matrice de taille $N \times N$. Elle remplace la fonction *eig*, qui implémente les méthodes QR ou QZ et calcule les N valeurs propres et vecteurs propres de matrices pleines. Le gain

¹une matrice de Hessenberg supérieure est une matrice dont les termes sous la première sous-diagonale sont nuls

en temps de calcul dépendra donc du rapport entre les vitesses de résolution des équations modales pour ces deux fonctions.

Estimations du nombre d'opérations

Il est relativement facile d'estimer le nombre d'opérations élémentaires induites par le calcul des vecteurs propres de l'équation modale pour ces deux fonctions. En effet, nous avons vu que les méthodes de résolution des équations aux valeurs propres dérivent toutes de la méthode de puissance, dans laquelle ces vecteurs sont obtenus en multipliant la matrice de l'équation modale par un vecteur pour p itérations. Le produit de ces deux termes nécessite respectivement $2N^2$ opérations pour une matrice pleine, contre $2Nn_{pl}$ opérations pour une matrice creuse avec n_{pl} coefficients non nuls par ligne. En prenant en compte le nombre d'itérations ainsi que le nombre de vecteurs propres calculés, on obtient les estimations suivantes du nombre total d'opérations élémentaires :

$$N_{op}^{plein} \sim 2p \times N^3 \sim O(N^3), \quad (4.2)$$

$$N_{op}^{creux} \sim 2p \times n_{vp} \times n_{pl} \times N \sim O(N). \quad (4.3)$$

Le procédé d'accélération nous permet donc de passer d'une dépendance cubique de la vitesse de résolution vis-à-vis de la taille de la matrice à une dépendance linéaire. Cela veut dire que plus les systèmes étudiés seront complexes, plus l'écart en temps de calcul sera important. De même, plus les matrices seront creuses, plus cet écart sera grand. Notons que la méthode d'Arnoldi peut théoriquement être appliquée à des matrices pleines pour le calcul d'un nombre réduit de modes, ce qui permettrait de gagner un facteur N/n_{vp} sur la vitesse de calcul. Il peut donc être intéressant d'appliquer aussi ce procédé d'accélération dans le cas de méthodes modales qui n'ont que des matrices pleines, comme la méthode RCWA.

Vitesses d'exécution dans Matlab

La figure 4.2 permet d'illustrer les estimations que l'on vient de faire sur les vitesses de résolution des valeurs propres et vecteurs propres d'une matrice. Celle-ci montre l'évolution du temps de calcul des valeurs propres d'une matrice creuse en fonction de la taille de cette matrice, pour le calcul complet des modes avec *eig* et le calcul réduit avec *eigs*. La matrice creuse correspond à une des matrices calculées dans le code FFPA pour l'exemple de l'échiquier aux ordres d'interpolation 0, 1 et 2. Le calcul réduit de modes se limite aux 200 modes les plus proches de 0².

Le temps de calcul croît effectivement moins vite pour le calcul réduit que pour le calcul complet. L'échelle logarithmique met bien en évidence la dépendance en N^3 avec la fonction *eig*, contre une dépendance en N avec *eigs*. Le temps de calcul augmente avec l'ordre d'interpolation des équations constitutives, ce qui peut se comprendre par le fait que le nombre d'opérations élémentaires augmente avec le nombre de termes non nuls par ligne dans l'équation 4.3.

²Le temps de calcul varie en fonction du critère de sélection choisi. Il semble être plus rapide lorsqu'on cherche à calculer les modes de plus faible amplitude

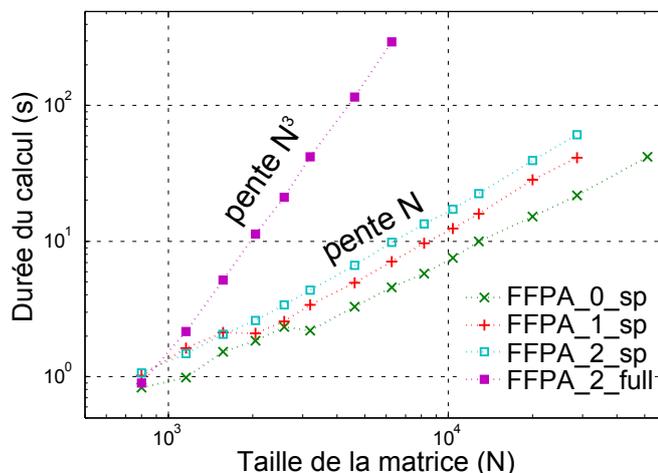


FIGURE 4.2 – Évolution du temps de calcul des modes d’une matrice creuse avec le code FFPA en fonction de la taille N de la matrice. Celui-ci est proportionnel à N^3 lorsqu’on calcule tous les modes avec la fonction *eig* de Matlab (FFPA_2_full). Il évolue linéairement lorsqu’on ne calcule que les $n_{vp} = 200$ modes de plus faible amplitude avec la fonction *eigs* (courbes (FFPA_i_sp, où i est l’ordre d’interpolation des matrices creuses), et augmente légèrement lorsqu’on augmente l’ordre d’interpolation m de 0 à 2.

Il est important de noter que la fonction *eigs* n’opère plus vite que *eig* qu’à partir de $N > 1000$. Le calcul complet est donc une meilleure option lorsqu’on calcule les propriétés optiques de systèmes simples dont les solutions convergent rapidement.

4.2 Algorithme de matrices S réduit

4.2.1 Principe de l’algorithme réduit

La mise en œuvre du calcul accéléré avec *eigs* permet de ne calculer qu’un faible nombre de modes optiques pour chaque couche. On vient donc tronquer les bases de vecteurs propres à l’aide desquelles nous calculons les matrices S dans les équations 3.46 et 3.47, à savoir les matrices H_I , E_I et H_I^{-1} , où I est une des couches du système. Celles-ci étaient initialement de taille $N \times N$, et sont maintenant rectangulaires de taille $N \times n_{vp}$, où n_{vp} est le nombre de modes calculés. Grâce à ces nouvelles dimensions de matrices, nous allons pouvoir accélérer également l’algorithme de matrices S . Pour cela, on adopte les formulations suivantes à la place des équations 3.46 et 3.47 :

$$S_{AA}^\alpha = 1 - 2(1 + H_A^{-1}H_B E_B^{-1}E_A)^{-1}, \quad (4.4)$$

$$S_{BA}^\alpha = E_B^{-1}E_A(1 - S_{AA}^\alpha). \quad (4.5)$$

Les anciennes expressions de S_{AA}^α et S_{BA}^α impliquaient de calculer l’inverse des impédances $Z_I = E_I H_I^{-1}$, qui sont des matrices carrées de taille $N \times N$. Ici, il ne reste que l’inversion du terme entre parenthèses dans l’équation 4.4, qui est une matrice $n_{vp} \times n_{vp}$. Les calculs

d'inverses de matrices étant très coûteuses en temps, ces nouvelles expressions sont donc très avantageuses.

Notons que le calcul des sous-matrices S demande au préalable de calculer les inverses des matrices réduites H_I et E_I , qui ne peuvent plus être inversées directement car elles ne sont plus carrées. Or, si une matrice H_I est une base d'un sous-espace des vecteurs propres de la matrice M_h , alors $(H_I^{-1})^T$ est une base du sous-espace équivalent pour les vecteurs propres de la matrice M_h^T :

$$M_h \cdot H_I = H_I \cdot \Lambda, \quad (4.6)$$

$$M_h^T \cdot (H_I^{-1})^T = (H_I^{-1})^T \cdot \Lambda, \quad (4.7)$$

où Λ est la matrice diagonale contenant les valeurs propres associés aux colonnes de H_I . Par conséquent, il nous faut relancer le calcul réduit des modes de la transposée de M_h pour calculer les bases de vecteurs propres inversées.

4.2.2 Résultats

Nous allons maintenant illustrer les performances du code FFPA avec le procédé d'accélération susdécrit sur les deux premiers exemples qui avaient servi pour étudier la convergence du code dans le chapitre précédent. Nous étudions à nouveau sa convergence et les temps de calcul associés lorsqu'on ne calcule qu'un nombre réduit de modes pour chaque couche de ces structures. Seuls les n_{vp} valeurs propres et vecteurs propres associés dont l'amplitude de $|k_z|$ est la plus proche de zéro sont sélectionnés. Compte tenu du nombre limité de modes dont la constante k_z est un réel pur, cela revient à dire que l'on sélectionne les n_{vp} modes optiques qui sont les moins évanescents selon z , c'est-à-dire dont la partie imaginaire de k_z est la plus petite. En effet, nous estimons que ces modes ont la plus forte probabilité de participer à la réponse optique. Par ailleurs, nous avons constaté que ce procédé de sélection était l'un de ceux pour lesquels la fonction *eigs* fonctionnait le plus rapidement.

4.2.3 Exemple 1 : damier

Rappel : il s'agit d'une structure à 3 couches, dont le milieu d'entrée et le milieu de sortie ont des indices respectifs $n_A = 1.5$, et $n_C = 1$. La couche intermédiaire est un réseau en damier d'épaisseur λ , de période $2.5\lambda \times 2.5\lambda$, et dont les indices des cases sont n_A et n_C .

Nous étudions ici l'évolution de la convergence pour cette structure lorsqu'on ne calcule plus que 200 modes dans chaque couche du système aux différents ordres d'interpolation. Notons que dans l'étude précédente, les résultats n'avaient pas du tout convergé pour $N = 200$. La figure 4.3 montre l'évolution de l'efficacité de diffraction transmise au mode fondamental en fonction de la taille N de la matrice modale. Première remarque : les trois courbes du calcul réduit convergent vers une valeur proche de 17.54 % comme c'est le cas pour le calcul complet. De plus, la vitesse de convergence du calcul complet et du calcul réduit à l'ordre 2 est la même. On peut toutefois remarquer qu'ils ne convergent pas exactement vers la même valeur, même si la différence est faible. Enfin, alors que le calcul complet s'arrête faute de mémoire à partir de $N = 6000$, le calcul réduit se poursuit jusqu'à des tailles de matrices

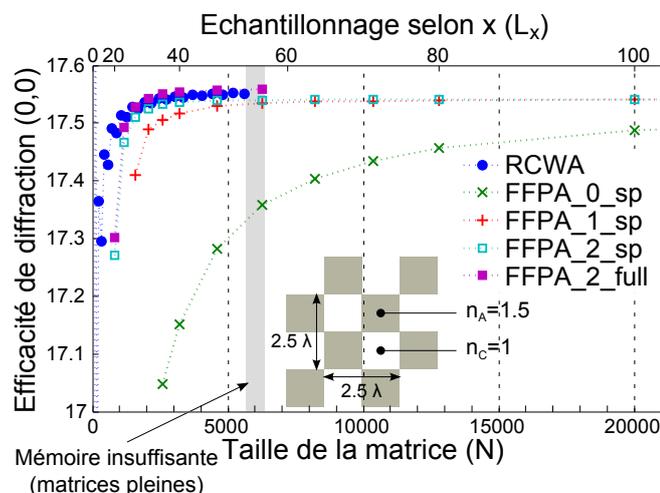


FIGURE 4.3 – Évolution de l'efficacité de diffraction en transmission (0,0) en fonction de la taille N de la matrice modale pour l'exemple du damier. Les valeurs ont été calculées avec le code RETICOLO (RCWA), et le code FFPA lorsqu'on résout tous les modes à l'ordre 2 d'interpolation (FFPA_2_full), ou seulement $n_{vp} = 200$ modes de chaque couche aux ordres d'interpolation 0, 1, et 2 (FFPA_i_sp, où i est l'ordre d'interpolation). Le calcul avec des matrices pleines n'est possible que jusqu'à $N = 6000$. Au-delà, la mémoire de l'ordinateur est insuffisante.

Diffraction Order	-2	-1	0	1	2
-2		0	4.32	0	
-1	0	12.86	0	12.86	0
0	6.15	0	17.54	0	6.15
1	0	12.86	0	12.86	0
2		0	4.32	0	

TABLE 4.1 – Efficacités de diffraction (en %) des ordres transmis pour l'exemple du damier sous incidence normale. Ces résultats ont été obtenus avec le code FFPA à l'ordre 2 d'interpolation pour le calcul réduit de 200 modes par couches pour des matrices modales de taille 51200×51200 .

supérieures à 50000.

Le tableau 4.1 montre les valeurs des efficacités de diffraction en transmission des différents ordres en sortie pour le calcul réduit de 200 modes. La taille des matrices modales est $N = 51200$, donc on ne calcule qu'un mode sur 256 du système. Lorsqu'on compare ces valeurs à celles précédemment obtenues, on constate des différences de l'ordre de 0.01 %. Enfin, la figure 4.4 montre l'évolution de la durée des calculs ayant permis d'obtenir les valeurs de la figure 4.3 en échelle logarithmique : celle-ci évolue moins vite en fonction de N pour le calcul réduit de modes, comme on pouvait s'y attendre. La durée des calculs est plus courte pour le calcul complet pour des matrices de petite taille ($N < 1000$), alors que la précision est supérieure à $\pm 0.5\%$. On gagne ensuite un facteur 10 sur le temps de calcul pour 200 modes à $N = 4000$ et un facteur 100 à $N = 6000$. On voit que le gain en temps de calcul peut aller jusqu'à plusieurs ordres de grandeur pour des matrices de très grande

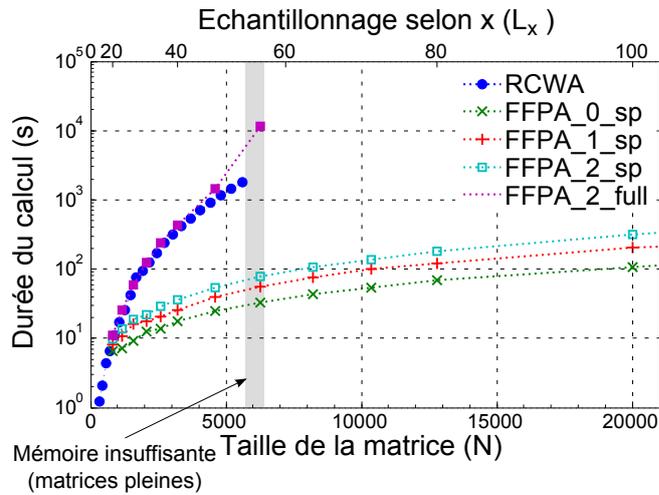


FIGURE 4.4 – Durée des calculs associés aux courbes de la figure 4.3.

taille.

Pour résumer, nous avons calculé les efficacités de diffraction de la structure en damier en ne résolvant que 200 modes de chaque couche. La convergence en fonction de la taille des matrices modales ne change quasiment pas par rapport au calcul de tous les modes, avec une erreur absolue sur les valeurs finales de l'ordre de 0.01 %. On a donc une excellente précision bien qu'on introduise des approximations dans les matrices S en procédant au calcul tronqué. Si on compare conjointement la convergence et le temps de calcul du procédé normal ou accéléré, on voit que le procédé d'accélération est rentable à partir de $N = 1000$. Compte tenu de l'erreur de précision sur les valeurs finales, il ne semble pas utile d'utiliser des matrices de taille supérieure à $N = 5000$, ce qui veut dire que le gain en temps maximal en temps de calcul est de l'ordre de 10.

4.2.4 Exemple 2 : grille métallique

Rappel : la structure étudiée consiste en une grille métallique d'épaisseur 0.2λ dans l'air, de période $1.2\lambda \times 1.2\lambda$, avec un taux de remplissage de $1/6$. L'indice du métal est $(1 + 5i)$.

Les courbes de la figure 4.5(a) illustrent la convergence de l'efficacité de diffraction (0,0) en réflexion en fonction de la taille des matrices modales lorsqu'on calcule 200, 288, 512 ou tous les modes des couches à l'ordre 2 d'interpolation. Les résultats sont nettement moins bons que pour l'exemple précédent : on constate d'une part que les courbes sont moins lisses, signe que les calculs donnent des résultats instables. Les calculs à 288 et 512 modes commencent à se stabiliser à partir de $N \sim 3000$, et convergent vers des valeurs proches de celle obtenue avec le calcul complet (14.105 %) avec toutefois une erreur absolue de l'ordre de 0.5 %. En comparaison, le calcul avec tous les modes donne des résultats plus proches de la valeur finale dès $N \sim 1000$, pour des temps de calcul qui sont alors du même ordre de grandeur que pour le calcul réduit de modes (figure 4.5(b)). Le procédé d'accélération n'est donc pas rentable pour cet exemple tel qu'il est actuellement implémenté.

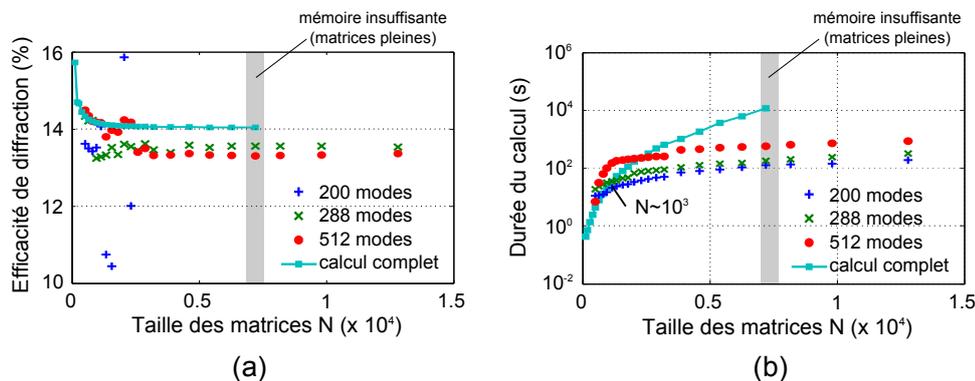


FIGURE 4.5 – (a) Convergence de l’efficacité de diffraction en réflexion (0,0) pour la grille métallique suspendue, calculée avec le code FFPA pour des maillages de plus en plus denses. On calcule respectivement 200, 288, 512 ou tous les modes de chaque couche. (b) Durées des calculs associés au calcul des valeurs de la figure (a).

Nous continuons notre étude en tâchant d’établir plus rigoureusement l’influence du nombre de modes sur la convergence, afin d’améliorer la convergence des résultats et le temps de calcul du procédé d’accélération. Outre la question du nombre de modes requis pour avoir une bonne précision, nous nous demandons également s’il faut calculer plus de modes dans la couche métallique que dans l’air (ou inversement), ou s’il suffit tout simplement d’en calculer autant dans les deux couches. Pour y répondre, nous avons calculé tous les modes de ces couches pour des maillages denses de 40×40 points, ce qui correspond à un total de $N = 3200$ modes par couche. Nous estimons que la densité de maillage est telle que les valeurs propres et vecteurs propres du système ont bien convergé. Nous avons ensuite appliqué l’algorithme de matrices S réduit pour calculer l’efficacité de diffraction (0,0), en faisant varier les nombres de modes du réseau (n_{res}) et de l’air (n_{air})³. L’erreur absolue sur les résultats par rapport à la valeur de référence 14.105 % sont représentés sur la figure 4.6 : on constate que les valeurs sont instables lorsque $n_{air} < n_{res}$, puis qu’elles se stabilisent dès que $n_{air} > n_{res}$ pour converger vers une valeur constante. L’écart entre cette valeur et celle obtenue pour le calcul complet à 3200 modes (14.05 %) se réduit au fur et à mesure que n_{res} augmente. On en déduit que c’est le nombre de modes du réseau qui fixe la précision sur les calculs, et qu’il faut sélectionner au moins autant de modes de l’air pour avoir une convergence stable. Enfin, notons que les courbes sont quasiment identiques pour $n_{res} = 392$ et $n_{res} = 512$, ou pour $n_{res} = 648$ et $n_{res} = 800$, ce qui indique qu’il n’y a pas de mode influent dans ces intervalles. Cela nous renseigne sur l’importance de certains modes plutôt que d’autres, qui ne se limite pas au caractère évanescent ($\Im(k_z) \neq 0$) de ces modes.

Les valeurs k_z/k_0 de modes du réseau et de l’air sont indiqués dans le tableau 4.2 lorsque ceux-ci sont classés par ordre croissant de $\Im(k_z)$. Dès le 200e mode, leur partie imaginaire est très élevée et donne lieu notamment à une atténuation très importante de l’onde lors de sa propagation dans le réseau ($|\exp(ik_z^{reseau} 0.2\lambda)| = 0.0017$). D’après la relation $n^2 k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, où n est l’indice du milieu, ces modes ont des fréquences spatiales élevées dans le

³Comme mentionné en début de section, nous ne sélectionnons que les modes avec la plus petite partie imaginaire de k_z .

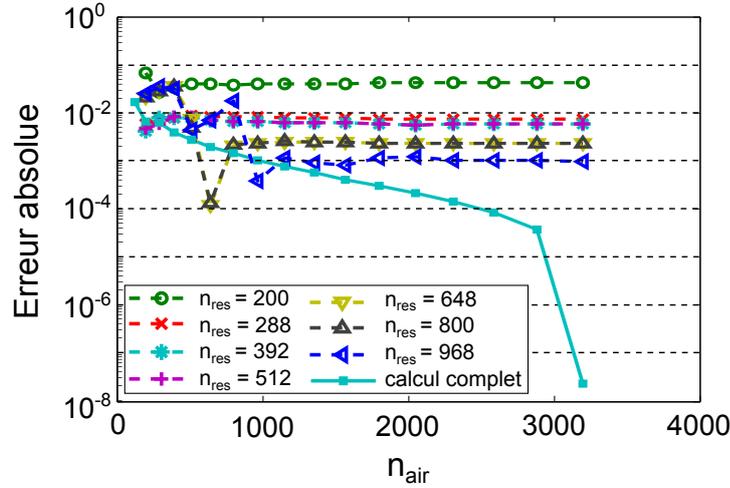


FIGURE 4.6 – Erreur absolue sur le calcul de l’efficacité de diffraction $(0,0)$ lorsqu’on implémente l’algorithme de matrices S réduit aux n_{res} et n_{air} premiers modes du réseau métallique et de l’air pour des maillages de 40×40 points. Le nombre total de modes associés au système est de 3200 modes par couche.

Mode #	k_z^{air}/k_0	k_z^{reseau}/k_0
1	0.5527	0.9238 + 0.0132i
200	0 + 4.5383i	0.0592 + 5.0777i
288	0 + 5.2642i	0.2228 + 5.8932i
392	0 + 6.2410i	0.2245 + 6.9215i
512	0 + 7.4605i	-0.0125 + 8.0664i
648	0 + 8.9954i	-0.0174 + 9.5981i
800	0 + 10.9727i	0.3383 + 11.5464i
968	0 + 13.5310i	0.3286 + 14.2705i

TABLE 4.2 – Rapports k_z/k_0 associés à divers modes du réseau et de l’air, calculés avec le code FFPA pour des maillages de 40×40 points et classés du moins évanescent au plus évanescent.

plan (xy) . Nous supposons donc que des variations importantes du champ électromagnétique de type plasmon ont lieu dans le plan (xy) , qui ne sont pas bien décrites dans la base modale selon z . Les instabilités constatées pour $n_{air} < n_{res}$ s’expliquent par la continuité du champ aux interfaces entre les couches, qui implique que si des modes associés à des fréquences spatiales élevées suivant (xy) sont sollicités dans le réseau, alors il en va de même dans les couches d’air environnantes.

Pour résumer, la réponse optique de la grille métallique dans l’air dépend beaucoup de modes qui se propagent dans le plan xy et sont très évanescents selon z . Ce nombre de modes est probablement restreint, mais il nous est difficile de le vérifier et de les identifier pour ne sélectionner que ceux-là dans le procédé d’accélération. Par conséquent, nous ne sommes pas en mesure de calculer la réponse optique du système avec une précision suffisante et pour une faible durée de calcul.

4.3 Conclusion & Perspectives

Dans ce chapitre, j'ai décrit le procédé d'accélération des méthodes modales spécifique aux matrices creuses. Celui-ci met en jeu d'une part le calcul d'un nombre limité de modes du système à l'aide d'algorithmes optimisés pour les matrices creuses. La réduction du nombre d'opérations permet de passer d'une dépendance cubique du temps de calcul à une dépendance linéaire vis-à-vis de la taille des matrices modales. L'algorithme de matrices S permet d'autre part de gagner du temps sur les calculs d'inversions de matrices.

Ce procédé ne peut être efficace que dans la mesure où la convergence des résultats ne dépend que de la précision sur les quelques modes calculés. Pour l'exemple du damier composé de matériaux diélectriques, nous avons ainsi pu gagner un facteur 10 sur les temps de calcul des efficacités de diffraction en ne résolvant que les 200 modes les moins évanescents selon z de chaque couche, tout en gardant une précision de l'ordre de 0.1 %. En revanche, nous avons vu pour l'exemple de la grille métallique suspendue que la sélection des modes pouvait être non triviale, ce qui nous a empêché de trouver un bon compromis entre la précision et la durée des calculs. La raison principale est que certains modes correspondant à une propagation de l'onde dans le plan des couches jouent un rôle déterminant sur la réponse optique du système, mais ne sont pas bien décrits par la décomposition modale. Comme cela est probablement le cas pour d'autres types de réseaux métalliques sub-longueur d'onde et pour des structures impliquant des modes longitudinaux, le champ d'application du procédé d'accélération rencontre ici ses limites.

Pour conclure, nous n'avons pas pu démontrer que le procédé d'accélération basé sur les matrices creuses pouvait être précis lorsqu'on simule des couches métalliques structurées. Or, comme nous souhaitons justement étudier ce genre de structures pour dimensionner et réaliser des nanorésonateurs optiques, nous ne pouvons utiliser ce procédé sans risquer de fausser les résultats des simulations. Nous parvenons tout de même à réduire sensiblement les temps de calcul pour ces structures, en prenant en considération leurs axes de symétrie. En effet, l'existence d'un axe de symétrie permet de réduire la taille de la matrice d'un facteur 2. Or, comme nous venons de le voir, le temps de résolution de toutes les valeurs propres d'une matrice est proportionnel au cube de la taille de la matrice. Par conséquent, la prise en compte d'un axe de symétrie fait gagner un facteur 8 sur ce temps de résolution. Il s'agit d'un procédé très efficace lorsqu'on considère des structures présentant un axe de symétrie suivant x et un autre suivant y , car nous gagnons alors un facteur 64, facteur que nous atteignons difficilement avec le procédé d'accélération des matrices creuses, sans pour autant altérer la précision des calculs.

Troisième partie

**Confinement optique dans un
semiconducteur non absorbant.
Application à la détection à 2
photons**

Chapitre 5

Détection à 2 photons sous le gap dans des systèmes résonants

Sommaire

5.1	Introduction à la détection à 2 photons (D2P)	68
5.1.1	Rappels d'optique non linéaire	68
5.1.2	Réponse linéaire ou quadratique d'une photodiode	69
5.1.3	Applications et perspectives de la détection à 2 photons (D2P)	70
5.1.4	État de l'art des détecteurs à 2 photons	73
5.2	Cavités résonantes métalliques pour la D2P	74
5.2.1	Description des cavités résonantes	74
5.2.2	Gain théorique de l'A2P	75
5.2.3	Gain d'une cavité simple or - GaAs - or	76
5.2.4	Résumé	77
5.3	Concept de cavités résonantes multimodes (CRM)	78
5.3.1	Définition	78
5.3.2	Graphes de fluence et formalisme de Mason	79
5.3.3	Exemple : cavité bimode avec miroir métallique en face arrière	81
5.4	Conclusion	84

L'absorption à 2 photons (A2P) est un phénomène d'optique non linéaire du 3^e ordre qui fut identifié en 1931 par Maria Göppert-Mayer[77]. Il correspond à l'absorption quasi-simultanée de 2 photons par un électron, qui permet à celui-ci de passer d'un état initial à un état d'énergie supérieure. Dans le cas d'un matériau semiconducteur, cela peut promouvoir un électron de la bande de valence à la bande de conduction, à condition que la somme des énergies des photons soit supérieure à l'énergie de la bande interdite. Comme tout processus non linéaire, l'A2P a une très faible efficacité, d'où la nécessité d'avoir une forte densité énergétique de la lumière dans le matériau absorbant pour observer ce phénomène. Cette propriété est exploitée dans certaines applications pour obtenir une meilleure résolution spatiale, comme en microscopie [78] ou en lithographie 3D [79]. En revanche, elle constitue une limitation importante pour l'exploitation de l'A2P en photodétection, où on se limite généralement à la caractérisation de sources lumineuses de forte puissance telles que les lasers.

Ici, nous souhaitons améliorer l'A2P dans les photodétecteurs, afin d'élargir leur gamme spectrale de fonctionnement. Pour le GaAs, dont la bande interdite se situe autour de 1.43 eV (environ 890 nm), l'absorption à 2 photons pourrait contribuer à rendre les détecteurs GaAs opérationnels entre 890 nm et 1750 nm, voire très au-delà avec 2 photons d'énergies fortement différentes (A2P non dégénérée). L'utilisation de matériaux à grand gap (par ex.,

visible ou UV) pour de la détection infrarouge permettrait alors de réduire sensiblement le courant d'obscurité, et d'envisager l'utilisation de détecteurs non refroidis dans l'infrarouge.

5.1 Introduction à la détection à 2 photons (D2P)

5.1.1 Rappels d'optique non linéaire

Le principe de l'optique non linéaire peut être décrit à partir de l'équation tensorielle reliant la polarisation P au champ électrique E :

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots, \quad (5.1)$$

où le terme $\chi^{(i)}$ correspond à la susceptibilité électrique d'ordre i . Le rapport d'échelle entre deux ordres de polarisation successifs est proche du champ électrique dans un atome E_0 [16], soit :

$$\chi^{(N+1)}/\chi^{(N)} \sim |E_0|, \quad |E_0| = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_0} = 5 \times 10^{11} \text{ V.m}^{-1}, \quad (5.2)$$

où e est la charge d'un électron, ϵ_0 est la permittivité électrique dans le vide, et a_0 est le rayon de l'atome de Bohr. De ce fait, la contribution des ordres supérieurs à 1 est généralement faible, d'où la relation linéaire entre la polarisation et le champ électrique considérée en optique classique. Lorsque ces termes d'ordres supérieurs deviennent non négligeables, des effets non linéaires commencent à apparaître, donnant lieu à des phénomènes physiques tels que la génération de seconde harmonique (SHG), l'effet Kerr optique, ou encore l'absorption à 2 photons.

L'absorption à 2 photons est un phénomène d'optique non linéaire du 3^e ordre. Elle correspond à l'absorption de deux photons par un électron, ce qui permet à celui-ci de passer d'un état quantique initial à un autre état d'énergie supérieure. Pour que la transition énergétique puisse se faire, il faut que la somme des énergies des deux photons soit égale ou supérieure à la différence entre les énergies des deux états, soit :

$$h\nu_1 + h\nu_2 \geq \Delta E, \quad (5.3)$$

où $h\nu_1$ et $h\nu_2$ sont les énergies associées à chacun des photons, et ΔE est l'énergie séparant les deux états quantiques.

La détection à 2 photons (D2P) dans un matériau semiconducteur repose sur la génération d'une paire électron-trou par absorption de 2 photons. La figure 5.1 illustre le mécanisme de l'absorption à 2 photons dans un semiconducteur à gap direct lorsque les deux photons sont dégénérés ($h\nu_0 + h\nu_0$) ou non dégénérés ($h\nu_1 + h\nu_2$). L'absorption du premier photon permet à un électron de la bande de valence (BV) de passer à un niveau virtuel [80], situé dans la bande interdite du semiconducteur. L'absorption du deuxième photon permet ensuite de compléter le transfert énergétique vers la bande de conduction (BC). Comme l'état virtuel n'a pas de réalité physique, il a une très courte durée d'existence¹. Cela veut dire que les deux photons doivent être absorbés quasi-simultanément, sans quoi l'électron se désexcite

¹L'inégalité de Heisenberg donne $\Delta\tau \sim \frac{\hbar}{E_g}$ [81] soit 0.5 fs pour l'arséniure de gallium.

pour retourner dans la bande de valence. La détection à 2 photons est donc un processus très peu efficace lorsque la source lumineuse est de faible puissance, car la probabilité qu'un électron absorbe deux photons dans un très court laps de temps est faible.

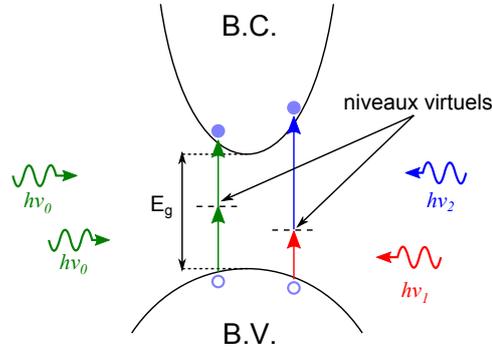


FIGURE 5.1 – Illustration de l'absorption à 2 photons dans un matériau semiconducteur à gap direct, pour des photons dégénérés (gauche), ou non dégénérés (droite). La transition énergétique d'un électron de la bande de valence (BV) vers la bande de conduction (BC) passe par un état virtuel de très courte durée de vie.

5.1.2 Réponse linéaire ou quadratique d'une photodiode

La réponse d'un photodétecteur en fonction de la puissance de l'onde incidente va dépendre du mécanisme d'absorption des photons : elle est linéaire pour l'absorption à un photon (A1P), et quadratique pour l'A2P. Pour un résultat qualitatif, nous étudions la propagation suivant z d'une onde monochromatique dans une couche d'épaisseur L . Lorsque l'énergie des photons est supérieure au gap du semiconducteur ($h\nu \geq E_g$), celle-ci est soumise à la fois à de l'absorption à 1 photon (A1P) et à 2 photons (A2P). La variation de l'intensité lumineuse I suivant z s'écrit :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (5.4)$$

où α et β sont respectivement les coefficients d'A1P et d'A2P, qu'on exprime typiquement en cm^{-1} et en $\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$. En général, l'A2P dans ce régime est négligeable, sauf quand on considère des sources de haute puissance. En résolvant l'équation 5.4 sans le terme d'A2P, on obtient l'expression suivante pour l'intensité absorbée dans l'épaisseur L de semiconducteur :

$$I_{abs}^{A1P} = I_0(1 - e^{-\alpha L}), \quad (5.5)$$

où I_0 est l'intensité de l'onde à $z = 0$. Le courant généré dans le détecteur par cette absorption est :

$$J = \eta_{int} \frac{eS}{h\nu} I_{abs}^{A1P}, \quad (5.6)$$

où e est la charge d'un électron, S est la surface du détecteur, et η_{int} est le rendement quantique interne, c'est-à-dire le rapport du nombre de charges électroniques collectées sur le nombre de photons absorbés. Le photocourant est donc proportionnel à l'intensité de

l'onde incidente dans le cas de l'A1P.

On s'intéresse maintenant au cas où l'énergie des photons est inférieure au gap du matériau semiconducteur mais est suffisamment élevée pour qu'on ait de l'A2P ($E_g/2 < h\nu < E_g$) dégénérée. Dans un cas idéal, le terme d'A1P de l'équation 5.4 disparaît, et en résolvant cette équation on obtient une nouvelle expression de l'intensité absorbée :

$$I_{abs}^{A2P} = I_0 \left(1 - \frac{1}{1 + \beta I_0 L}\right). \quad (5.7)$$

Le courant généré par l'absorption à 2 photons est :

$$J = \eta_{int} \frac{eS}{2h\nu} I_{abs}^{A2P}. \quad (5.8)$$

Dans l'hypothèse où l'absorption reste faible ($\beta I_0 L \ll 1$), on introduit un développement limité du terme entre parenthèses dans l'équation 5.7, ce qui nous donne :

$$I_{abs}^{A2P} = \beta I_0^2 L. \quad (5.9)$$

On trouve alors que le photocourant est proportionnel à I_0^2 pour l'A2P.

Comme attendu, le photocourant dans le détecteur est proportionnel à I_0 pour l'A1P, et à I_0^2 pour l'A2P. Il est donc facile de faire la distinction entre ces deux types d'absorption. Dans le cas où elles peuvent se produire toutes les deux, la réponse du détecteur en fonction de la puissance incidente est caractérisée par un régime linéaire associé à l'A1P aux faibles puissances, suivi d'un régime quadratique typique de l'A2P aux puissances plus élevées, soit quand I_0^2 devient très important. Cette évolution en deux temps du photocourant peut parfois être observée alors qu'on détecte des photons en-dessous du gap (soit pour $\alpha = 0$, ce qui a été attribué à des processus du type Shockley-Read-Hall assistés par l'absorption à 1 photon [82].

Le tableau 5.1 donne les valeurs de β mesurées pour divers matériaux semiconducteurs [83, 84].

Matériau	Longueur d'onde (μm)	β (cm.GW $^{-1}$)
ZnSe	0.532	5.5
GaAs	1.064	22
CdTe	1.064	20
Si	1.200	0.5

TABLE 5.1 – Valeurs du coefficient d'absorption à 2 photons β mesurées pour différents matériaux semiconducteurs.

5.1.3 Applications et perspectives de la détection à 2 photons (D2P)

Les applications de l'A2P en détection sont limitées par les fortes intensités lumineuses requises pour générer un photocourant mesurable. Ainsi, elle sert principalement de nos jours

à des mesures d'autocorrélation pour des sources laser impulsionnelles [85], dont la puissance des impulsions est élevée. La D2P permet ainsi de caractériser ces sources en mesurant la puissance et la durée des impulsions, qui vont de quelques picosecondes à quelques femtosecondes [86]. Par ailleurs, plusieurs études ont également montré le potentiel de l'A2P pour le développement de systèmes de communication à très haut débit (de l'ordre du Tbit/s), pour faire de la synchronisation ou de la démodulation temporelle de signaux optiques [87, 88], et pour réaliser des fonctions logiques tout-optique [89, 90, 91]. En ce qui nous concerne, l'application la plus intéressante est la détection infrarouge non refroidie.

Une alternative au refroidissement du détecteur

Détecteur	visible (GaAs)	bande I	bande III
E_g	1.43 eV	0.73 eV	124 meV
T	300 K	300 K	77 K
$e^{-E_g/k_B T}$	1.10^{-24}	6.10^{-13}	8.10^{-9}

TABLE 5.2 – Comparaison des valeurs du facteur $\exp(-E_g/k_B T)$ de différents détecteurs. Le courant d'obscurité associé aux processus de génération-recombinaison des porteurs dans le semiconducteur est proportionnel à ce facteur.

Comme nous l'avons expliqué dans la partie 2.2, le bruit dans les photodétecteurs provient essentiellement du courant d'obscurité lié aux phénomènes de génération-recombinaison des porteurs libres dans le semiconducteur. Par ailleurs, celui-ci est proportionnel au terme $\exp(-\gamma E_g/k_B T)$, où E_g est l'énergie de gap du semiconducteur, T est la température, k_B est la constante de Boltzmann, et $\gamma \geq 1$. Par conséquent, le bruit diminue lorsqu'on réduit la température, mais également lorsqu'on utilise des matériaux semiconducteurs à plus grand gap. Or, l'A2P nous permet justement de passer à des matériaux d'énergie de gap au moins deux fois plus élevées que pour de l'A1P, ce qui permet de réduire le bruit sur le signal sans qu'il y ait besoin de refroidir le détecteur. Pour s'en convaincre, il nous suffit de comparer les valeurs de $\exp(-E_g/k_B T)$ pour différentes énergies de gap. Nous considérons ici le cas d'un détecteur dans le visible à base de GaAs ($E_g = 1.43$ eV [92]), et de deux autres détecteurs pouvant absorber des photons individuels respectivement en bande I jusqu'à $\lambda = 1.7$ μm ($E_g = hc/\lambda = 0.73$ eV) et en bande III jusqu'à $\lambda = 10$ μm ($E_g = hc/\lambda = 124$ meV). Les deux premiers détecteurs fonctionnent à température ambiante, tandis que le dernier est refroidi à 77 K, comme c'est généralement le cas dans cette gamme spectrale. Les valeurs du facteur $\exp(-E_g/k_B T)$ sont données dans le tableau 5.2. Nous voyons que pour le détecteur dans le visible, celui-ci est inférieur de plus de 11 ordres de grandeur à celui du détecteur en bande I, et de plus de 15 ordres de grandeurs à celui du détecteur refroidi en bande III. Or, l'A2P permet d'absorber dans le GaAs des photons en bande I jusqu'à $\lambda \sim 1.8$ μm si ceux-ci sont dégénérés, et bien au-delà si les photons sont fortement non dégénérés. On peut donc espérer une réduction très importante du courant d'obscurité, et donc du bruit, en utilisant le détecteur à base de GaAs pour détecter des photons dans l'infrarouge par A2P. Pour que la sensibilité du détecteur soit intéressante, il faut néanmoins que le photocourant généré

soit suffisamment important, sachant que la probabilité d'A2P est extrêmement faible pour des signaux d'intensité moyenne.

Détection à 2 photons fortement non dégénérés

En 2008, Hayat *et al.* [93] ont proposé une méthode originale pour détecter ces signaux d'intensité moyenne, où le faible flux de photons du signal $h\nu_2$ à détecter est compensé par une forte densité de photons venant d'une source dite de "pompe" $h\nu_1$. Comme les photons de pompe ont une énergie deux fois inférieure au gap ($h\nu_1 < E_g/2$), le photocourant généré est lié uniquement à l'absorption simultanée d'un photon de signal $h\nu_2$ et d'un photon de pompe $h\nu_1$ (figure 5.2). Cette méthode de détection permet de gagner plusieurs ordres de grandeur sur le rendement d'absorption des photons du signal, par rapport à de la détection basée sur l'A2P des photons du signal seuls. Elle est également d'autant plus intéressante qu'il a été montré à la fois théoriquement et expérimentalement que l'efficacité d'absorption était plus grande dans le cas de l'absorption de deux photons fortement non dégénérés, avec des gains de l'ordre de 10^2 à 10^3 sur le rendement quantique d'absorption [94, 95]. La première démonstration expérimentale de ce concept a été réalisée à l'ONERA par Fabien Boitier au cours de sa thèse [96]. Celui-ci est parvenu à faire du comptage de photons à $1.5 \mu\text{m}$ avec une pompe à $1.9 \mu\text{m}$ dans un photomultiplicateur en GaAs, et a obtenu un rendement quantique de l'ordre de $2 \times 10^{-3} \text{ cm}^4 \cdot \text{W}^{-2}$ pour une puissance de pompe de $3.5 \times 10^3 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. En 2011, Fishman *et al.* [97] sont également parvenus à détecter des impulsions laser dans le moyen infrarouge, mais cette fois à l'aide d'une photodiode UV en GaN et des photons de pompe d'énergie proche du gap à 390 nm .

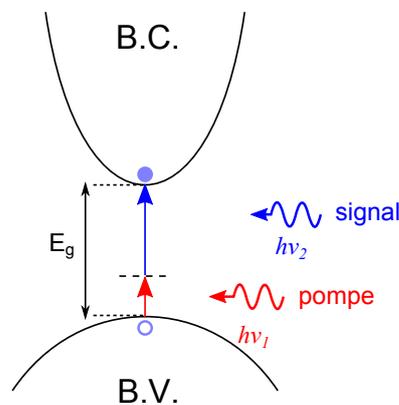


FIGURE 5.2 – Schéma de principe de la détection à 2 photons non dégénérés. La génération d'une paire électron-trou est assistée par l'absorption simultanée d'un photon de signal d'énergie $h\nu_2$ et d'un photon de pompe d'énergie $h\nu_1$, avec $2h\nu_1 < E_g$ pour éviter l'absorption à 2 photons de la pompe seule.

Cette nouvelle méthode de détection de photons uniques pourrait permettre à terme de concevoir de nouveaux types de détecteurs infrarouges non refroidis à l'aide de semiconducteurs à grand gap. Toutefois, l'absorption de photons dégénérés ou non dégénérés reste faible, d'où la nécessité d'avoir recours à des détecteurs efficaces. Le matériau ayant un β

donné, une voie de conception de ces détecteurs est d'augmenter la longueur d'interaction ou bien l'intensité de la pompe et de la sonde dans le semiconducteur, par exemple en mettant en jeu des résonances dans les structures. Une autre voie consiste à introduire un gain sur le courant afin de l'amplifier.

5.1.4 État de l'art des détecteurs à 2 photons

Dans les détecteurs à gain, tels que les photomultiplicateurs ou les photodiodes à avalanche, la génération d'une paire électron-trou dans le semiconducteur entraîne la formation de nombreux autres porteurs libres dans le détecteur, qui sont ensuite collectés au niveau du circuit de lecture. Ainsi, le milieu de gain génère un signal mesurable, y compris pour un faible nombre de photons absorbés [98]. Ces systèmes sont sensibles au point de pouvoir faire du comptage de photons, et sont utilisés aussi bien pour des mesures d'autocorrélation [99, 100] que pour l'étude des nouvelles applications de la D2P en télécommunication et en imagerie.

Les détecteurs couplés à un guide d'onde sont également efficaces, car la grande longueur d'interaction entre l'onde et la région absorbante du détecteur compense la faible probabilité de l'A2P [101]. Des mesures d'autocorrélation ont ainsi été réalisées en 2002 dans un guide d'onde en silicium de 17 mm de long à $1.56 \mu\text{m}$ [102]. En 2009, Duchesne *et al.* [103] ont mesuré un signal quadratique dans des puits quantiques d'arséniure de gallium intégrés dans un guide d'onde de $250 \mu\text{m}$ de long à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Il existe bien d'autres exemples, mais ces deux-ci donnent déjà une idée de la longueur du guide d'onde à utiliser. Ces détecteurs ont donc un encombrement significatif qui limite leur potentiel pour la conception de matrices de détection. En revanche, elles sont parfaitement adaptées aux applications liées au domaine des télécommunications

Enfin, il est possible d'augmenter la longueur d'interaction entre le rayonnement et le matériau semiconducteur de manière artificielle, en intégrant celui-ci dans une structure résonante. À la résonance, l'onde se retrouve fortement confinée dans un faible volume de semiconducteur, d'où une forte densité de photons qui mène à une amplification de l'absorption à 2 photons. En 2002, une équipe du Trinity College [19] est ainsi parvenue à amplifier le signal quadratique d'un facteur ~ 12000 dans une jonction PIN de AlGaAs de 270 nm d'épaisseur à $\lambda = 890 \text{ nm}$, en l'intégrant dans une microcavité délimitée par des miroirs de Bragg hautement réfléchissants. En 2010, Tanabe *et al.* [104] ont mesuré un signal deux photons avec une sensibilité de 16 mA/W à $\lambda = 1500 \text{ nm}$ dans une jonction PIN en silicium, en couplant l'onde incidente avec le mode de cavité d'un cristal photonique. Si ces structures permettent de réduire l'encombrement par rapport aux détecteurs couplés à des guides d'onde, leurs performances sont toutefois limitées par la finesse spectrale nécessaire à l'exaltation du champ dans le semiconducteur. En effet, pour avoir des sensibilités équivalentes à celles des autres dispositifs utilisés pour la D2P, les auteurs ont recours à des cavités avec des facteurs de qualité très élevés ($Q \sim 10^5$ pour [104]). Or pour de l'imagerie infrarouge, des détecteurs à large bande spectrale sont plus utiles, puisque les objets à détecter sont essentiellement des corps noirs.

5.2 Cavités résonantes métalliques pour la D2P

L'un des principaux enjeux aujourd'hui de la D2P est l'amélioration du rendement d'absorption des détecteurs, qui ouvrirait de nouvelles perspectives en termes d'applications telles que la détection infrarouge non refroidie. Dans ce contexte, je me suis intéressé à de nouveaux concepts de photodétecteurs susceptibles de générer un courant important par A2P à partir de structures métalliques résonantes. Nous avons vu précédemment que pour des structures résonantes telles que des cavités à miroirs de Bragg ou à cristaux photoniques, le signal quadratique pouvait être amplifié de plusieurs ordres de grandeurs pour un faible volume de détection. Mon objectif était de déterminer s'il était possible d'en faire autant avec des dispositifs résonants à base de métaux, et le cas échéant, de dimensionner une ou plusieurs structures qui seraient ensuite fabriquées en salle blanche pour servir de démonstrateurs. Les propriétés optiques des métaux en font de bons matériaux pour la conception de résonateurs dans l'infrarouge et au-delà. Ils sont hautement réfléchissants sur de larges gammes spectrales, donc on peut envisager de concevoir des cavités résonantes bien plus fines qu'avec des miroirs de Bragg épais. Par ailleurs, des exaltations très fortes du champ EM peuvent être obtenues en structurant les interfaces métalliques à l'échelle sub-longueur d'onde, grâce aux résonances plasmoniques. Toutefois, les métaux absorbent une partie du rayonnement, ce qui limite le facteur de qualité des résonateurs.

Pour commencer mon étude, je pars de dispositifs simples, consistant en des cavités résonantes non structurées. Nous verrons notamment comment le gain de l'A2P peut être calculé analytiquement, et quelles sont les performances que l'on peut espérer pour une cavité formée de miroirs métalliques de part et d'autre d'une couche de semiconducteur.

5.2.1 Description des cavités résonantes

On considère la structure représentée sur la figure 5.3, consistant en une couche de semiconducteur d'indice n_s et d'épaisseur h délimitée par un miroir α en face avant et un miroir β en face arrière. Les coefficients de transmission et de réflexion en amplitude du champ électrique des miroirs α et β sont notés respectivement t_α , r_α et r_β .

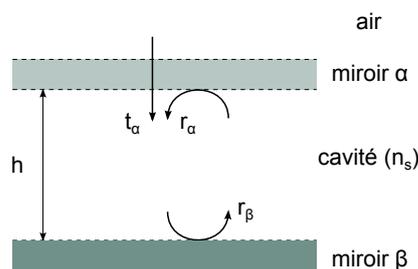


FIGURE 5.3 – Schéma d'une cavité d'épaisseur h et d'indice n_s , délimitée par deux miroirs α et β . Le milieu incident est l'air ($n = 1$). Les coefficients de transmission et de réflexion en amplitude des miroirs α et β sont notés respectivement t_α , r_α et r_β .

La cavité résonne lorsque la variation de phase d'une onde revenant à son point de départ

après un aller-retour dans la cavité est un nombre entier de fois 2π , soit :

$$\arg(e^{ik_z h} r_\beta e^{ik_z h} r_\alpha) = 2m\pi, \quad m \in \mathbb{N} \quad (5.10)$$

où $k_z = 2n_s\pi/\lambda$ est la constante de propagation de l'onde en incidence normale. Si les miroirs α et β n'induisent pas de pertes ni de changement de phase autre que π , les termes r_α et r_β sont des réels, d'où la condition de résonance $h = m\lambda/2n_s$, où m est un entier non nul. À la résonance, l'intensité du champ électrique varie comme la fonction $\sin^2(k_z z)$, et donne lieu à une succession de ventres de résonances distants de $\lambda/2n_s$. Pour une amplitude du champ électrique incident E_0 , l'amplitude du champ dans la cavité au niveau d'un ventre de résonance est $E_1 = fE_0$, avec :

$$f = |t_\alpha| \frac{1 + |r_\beta|}{1 - |r_\alpha||r_\beta|} . \quad (5.11)$$

Pour un détecteur muni d'une couche anti-reflet (AR), le champ dans le semiconducteur peu absorbant est constant et égal à $E_0/\sqrt{n_s}$. On gagne donc un facteur $\sqrt{n_s}f$ sur l'amplitude du champ électrique à un ventre de résonance de la cavité. Nous allons maintenant évaluer le gain attendu sur l'A2P du fait de cette amplification du champ.

5.2.2 Gain théorique de l'A2P

On souhaite évaluer le gain en photocourant d'une cavité simple pour de la D2P, par rapport à un photodétecteur de même épaisseur muni d'une couche AR. Dans la partie 5.1.2, nous avons vu que le courant généré par A2P dans le cas d'une onde se propageant suivant z et invariante dans le plan orthogonal à z est proportionnel à la quantité $\beta I^2(z)$ intégrée sur l'épaisseur du semiconducteur, où $I(z)$ est l'intensité du rayonnement à la position z . Pour un détecteur simple muni d'une couche AR et dans l'hypothèse d'une A2P faible, l'intensité dans la couche semiconductrice est constante et égale à l'intensité de l'onde incidente $I_0 = E_0^2/2Z_0$, où Z_0 est la valeur de l'impédance dans le vide ($\sim 377 \Omega$). L'intensité dans la cavité s'écrit $I(z) = n_s E_1^2 \sin^2(k_z z)/2Z_0$, où $E_1 = fE_0$. Pour établir le gain de l'A2P dans la cavité, on calcule la moyenne de $I^2(z)$ entre deux ventres de résonance, que l'on divise par la valeur de référence I_0 . On obtient l'expression suivante :

$$G_{D2P} = \frac{\langle I^2(z) \rangle}{I_0^2} = \frac{3}{8} n_s^2 f^4 , \quad (5.12)$$

où le facteur $3/8$ est la moyenne de la fonction $\sin^4(k_z z)$ entre 0 et $\lambda/2n_s$. On applique les formules 5.11 et 5.12 au cas d'une cavité à miroirs de Bragg de réflectivité $r_\alpha^2 = 0.95$ et $r_\beta^2 = 0.995$. Comme le miroir α n'induit pas de pertes, on a $t_\alpha = \sqrt{1 - r_\alpha^2}/\sqrt{n_s}$. On trouve un gain $G_{D2P} \sim 2.5 \times 10^4$. À titre de comparaison, on calcule également G_{D2P} pour une cavité formée d'un milieu semiconducteur en arséniure de gallium (GaAs), du dioptre air - GaAs en face avant (α) et d'un miroir d'or en face arrière (β). Les indices de l'arséniure de gallium et de l'or à $1.47 \mu\text{m}$ sont respectivement 3.3834 [92] et $0.5327 + 9.1208i$ [70]. Les valeurs des coefficients de transmission et de réflexion sont obtenus en appliquant les relations de Fresnel en incidence normale : $r_\alpha^2 = 0.3$, $|t_\alpha| = 0.46$, et $|r_\beta|^2 = 0.93$. On trouve

alors la valeur $G_{D2P} \sim 54$, soit 3 ordres de grandeur de moins que pour la cavité à miroirs de Bragg. Cela signifie que le pic d'A2P à la résonance sera moins important, mais aussi que la largeur spectrale du pic est plus importante, donc l'amélioration de l'A2P se fera sur une plus grande gamme de longueurs d'onde. Or, dans nos applications, nous cherchons justement à obtenir des résonances à large bande spectrale.

5.2.3 Gain d'une cavité simple or - GaAs - or

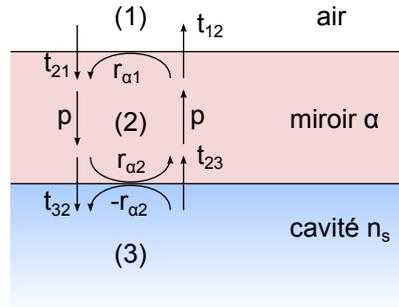


FIGURE 5.4 – Annotations relatives au calcul des coefficients de transmission et réflexion du miroir α constitué d'une fine couche métallique.

Nous venons de voir avec l'exemple précédent que le gain G_{D2P} à la résonance d'une cavité air - GaAs - or était très inférieur à celui de cavités à miroirs de Bragg, notamment en raison d'une faible réflectivité du dioptré air - GaAs. Pour améliorer la réflectivité et le gain par la même occasion, nous ajoutons donc un miroir métallique semi-transparent d'épaisseur h_{Au} en face avant. Les coefficients t_α et r_α ne peuvent plus être calculés directement à partir des formules de Fresnel, car il faut tenir compte formellement des aller-retours de l'onde dans la couche d'or (considérée comme peu épaisse par rapport à l'épaisseur de peau). Nous définissons les nouvelles expressions de ces coefficients à partir des termes de réflexion et de transmission définis sur la figure 5.4 :

$$t_\alpha = t_{32} (1 - p r_{\alpha 1} p r_{\alpha 2})^{-1} p t_{21} , \quad (5.13)$$

$$r_\alpha = -r_{\alpha 2} + t_{32} (1 - p r_{\alpha 1} p r_{\alpha 2})^{-1} p r_{\alpha 1} p t_{23} , \quad (5.14)$$

où $p = \exp(2i\pi n_{Au} h_{Au} / \lambda)$ est le facteur lié à la propagation de l'onde dans l'épaisseur de la couche d'or, n_{Au} étant l'indice de l'or et λ est la longueur d'onde. Les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces sont obtenus grâce aux formules de Fresnel.

Sur la figure 5.5, j'ai tracé le gain moyen G_{D2P} en fonction de h_{Au} en appliquant les formules 5.13 et 5.14 dans l'équation 5.11 pour $\lambda = 1.47 \mu\text{m}$. Le maximum est atteint pour $h_{Au} = 22 \text{ nm}$ et vaut $G_{D2P}^{max} = 98$. On ne gagne donc qu'un facteur 2 par rapport à la cavité air - GaAs - or, et on est encore à 2 ordres de grandeur de moins que pour la cavité à miroirs de Bragg qui nous a précédemment servi d'exemple. La réflectance ne semble pas en être la cause, puisqu'on a $|r_\alpha|^2 = 75 \%$. En fait, cette faible valeur s'explique principalement par la forte atténuation de l'onde lorsqu'elle traverse la couche métallique supérieure, avec un

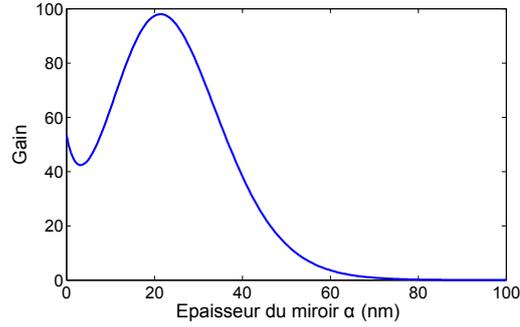


FIGURE 5.5 – Gain de l'A2P pour une cavité en arséniure de gallium délimitée par des miroirs d'or en fonction de l'épaisseur du miroir en face avant à $1.47 \mu\text{m}$.

coefficient de propagation $|p| = 0.42$.

Étant donné les fortes pertes dans le miroir métallique semitransparent, la question se pose de savoir si on peut réellement atteindre un gain important lorsqu'on a un miroir d'or en face arrière. Nous allons donc déterminer le gain maximal atteignable pour un miroir α sans perte en face avant et un miroir d'or en face arrière. Pour cela, nous dérivons l'expression de f dans l'équation 5.11 en fonction de r_α , en remplaçant $t_\alpha = \sqrt{1 - r_\alpha^2}/\sqrt{n_s}$. On trouve que f est maximal lorsque $r_\alpha = |r_\beta|$, d'où le gain maximal suivant :

$$G_{D2P}^{max} = \frac{3}{8} n_s^2 f_{max}^4 = \frac{3}{8} \left(\frac{1 + r_\alpha}{\sqrt{1 - r_\alpha^2}} \right)^4. \quad (5.15)$$

En prenant $r_\alpha^2 = |r_\beta^2| = 0.93$, on trouve cette fois $G_{D2P}^{max} \sim 10^3$, donc on gagne un ordre de grandeur supplémentaire par rapport au miroir d'or fin en face avant. Pour une cavité comme celle-ci ayant une épaisseur de semiconducteur $h \sim \lambda/n_s = 430 \text{ nm}$, nous serions en mesure d'absorber autant de photons qu'un guide d'onde de $430 \mu\text{m}$ de longueur.

5.2.4 Résumé

Miroir α ($ r_\alpha ^2$)	Miroir β ($ r_\beta ^2$)	G_{D2P}
Bragg (0.95)	Bragg (0.995)	2.5×10^4
dioptré air/GaAs (0.30)	or massif (0.93)	54
couche d'or 22 nm (0.75)	or massif (0.93)	98
miroir sans perte (0.93)	or massif (0.93)	10^3

TABLE 5.3 – Gain de l'A2P des cavités résonantes étudiées plus haut.

Le tableau 5.3 regroupe les valeurs du gain sur l'A2P calculées pour les cavités étudiées plus haut. Les cavités du type or - GaAs - or présentent un gain faible par rapport à ce qui pourrait être obtenu pour un miroir sans perte en face avant, ce qui est lié à une forte atténuation de l'onde lorsqu'elle traverse la couche d'or. Dans la suite, nous proposons une

structuration de ce miroir d'entrée, ce qui aura pour effet d'engendrer de nouveaux modes propagatifs dans la cavité, et de multiplier le nombre de chemins de propagation de l'onde dans la structure. Ce faisant, nous espérons améliorer le gain de l'A2P en diminuant la dissipation de l'onde à l'interface métallique supérieure.

5.3 Concept de cavités résonantes multimodes (CRM)

Dans cette partie, nous définissons les cavités résonantes multimodes (CRM) comme des cavités intégrant des motifs périodiques, grâce auxquels une onde peut se propager suivant plusieurs modes optiques dans la couche de semiconducteur. Les CRM ont déjà fait l'objet de nombreuses études, entre autres pour la conception de filtres en transmission et en réflexion dans des cavités lasers [105], ou de cellules solaires fines avec des bandes d'absorption élargies [28]. En ce qui nous concerne, nous nous intéressons surtout à l'amélioration du gain de l'absorption à 2 photons dans la zone de transparence d'un matériau semiconducteur. Nous espérons notamment que les résonances dans ces structures permettront un meilleur confinement de l'onde, via entre autres des mécanismes de couplage entre les modes de propagation. Notre objectif dans un premier temps est d'établir un modèle analytique permettant de prévoir les diverses résonances de nos structures, et si possible d'évaluer l'amplification du champ EM dans le semiconducteur et le gain associé à ces résonances. Il existe diverses méthodes développées spécifiquement pour l'étude de systèmes multimodes, telles que la théorie des modes de Bloch couplés [106]. Ici, nous adopterons une approche différente, qui consiste à construire le graphe de fluence du système comme s'il s'agissait d'un circuit électronique ou d'un processus en automatique, et à étudier les fonctions de transfert associées aux chemins du graphe.

5.3.1 Définition

On s'intéresse à une cavité composée d'un milieu propagatif qui peut être soit périodique, soit continu et excité par une structure périodique, et de miroirs métalliques aux extrémités. Dans les deux cas, on suppose qu'il existe un nombre restreint N de modes faiblement atténués lors de leur propagation dans la cavité, que l'on appellera des *modes de propagation*. Sur la figure 5.6, deux types de CMR à N modes de propagation présentant un miroir structuré en face avant et uniforme en face arrière sont représentés. Quand le milieu propagatif est structuré, ces modes correspondent aux modes de Bloch [107]. S'il est continu, ces modes sont associés aux ordres diffractés par le motif périodique adjacent.

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans la cavité, elle peut être décomposée en une somme de plusieurs ondes, associées chacune à un seul mode de propagation :

$$E(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^N A_m(x, y) e^{i(\omega t - k_z^{(m)} z)}, \quad (5.16)$$

où les paires $(A_m, k_z^{(m)})$ correspondent respectivement au profil du champ électrique et à la constante de propagation suivant z de l'onde associée au m -ième mode de propagation. Les multiples aller-retours de ces ondes dans la cavité et les échanges qui ont lieu aux interfaces

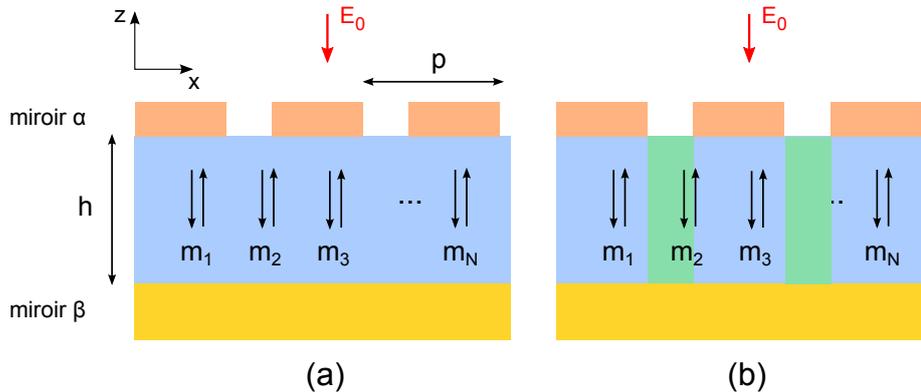


FIGURE 5.6 – Illustration de deux CRM à N modes de propagation, composés d'un réseau métallique en face avant (miroir α) et d'un miroir métallique uniforme en face arrière (miroir β). (a) Le milieu propagatif est continu, et les modes de propagation correspondent à des ordres diffractés par le réseau métallique. (b) Le milieu propagatif est périodique, et les N modes sont des modes de Bloch.

donnent naissance à des ondes stationnaires plus ou moins couplées à certaines longueurs d'onde, qui correspondent aux résonances de mode guidés de la couche semiconductrice. Nous allons maintenant analyser comment ces résonances apparaissent en construisant le graphe de fluence d'une cavité à N modes de propagation.

5.3.2 Analogie aux systèmes en automatique : graphes de fluence et formalisme de Mason

Un graphe de fluence en optique consiste en une vue d'ensemble des différents chemins de propagation de l'onde dans la structure. Cela permet d'une part de mieux appréhender visuellement les mécanismes de résonance, et d'autre part d'écrire simplement les équations de propagation de l'onde à partir de la formule de Mason [108]. Cette méthode a été appliquée pour la première fois à l'étude de phénomènes multimodes dans un filtre à réseaux métalliques en 2012 au sein du groupe DOTA/LPN [109].

Graphe de fluence d'une cavité multimode

Un graphe de fluence est composé d'un ensemble de nœuds, qui correspondent aux variables du système, et qui sont reliés entre eux par des chemins symbolisant les relations linéaires entre ces variables. Sur la figure 5.7, nous avons tracé le graphe de fluence de la cavité présentée dans la figure 5.6a, où les nœuds notés *In* et *Out* sont les valeurs du champ électrique incident en entrée et en sortie de la cavité. Les autres nœuds sont associés aux valeurs du champ électrique dans la cavité en fonction du sens de propagation de l'onde, et décomposé dans chacun des modes aux interfaces α et β . Une représentation plus détaillée est également donnée où seuls les nœuds du mode m_1 , numérotés de 1 à 4, et les chemins reliés directement à ces nœuds figurent sur le graphe. Les nœuds 1 et 3 (resp. 2 et 4) correspondent aux valeurs du champ électrique pour ce mode à l'interface avec le miroir α

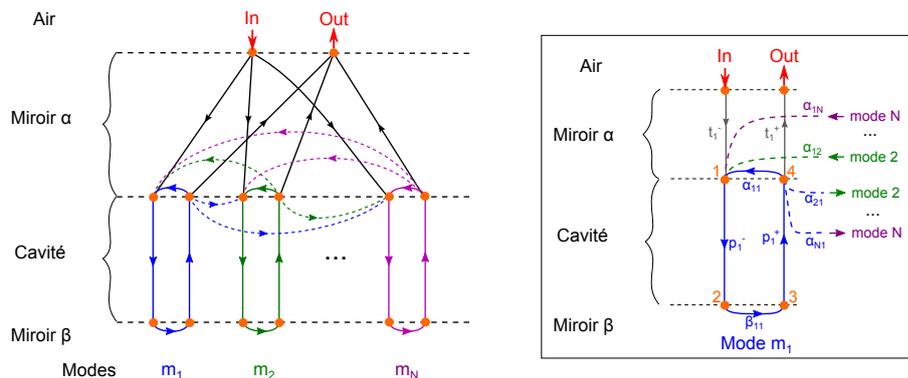


FIGURE 5.7 – Graphe de fluence de la cavité à N modes représentée sur la figure 5.6.a. Les nœuds In et Out correspondent au champ électrique dans le milieu incident, en entrée et en sortie du système. Les autres nœuds représentent les valeurs du champ électrique décomposé dans les différents modes de la cavité, aux interfaces avec les miroirs α et β et en fonction du sens de propagation de l’onde. Les chemins symbolisent les échanges entre la cavité et le milieu incident (en noir), les aller-retours de l’onde dans chaque mode (traits colorés continus), et les échanges entre les modes au niveau du miroir α (traits colorés pointillés). [Encadré] Détail du graphe de fluence illustrant les chemins reliés directement aux nœuds du mode m_1 .

(resp. β), pour une onde se propageant de haut en bas (1 et 2) ou de bas en haut (3 et 4). Les différents chemins du graphe et leur signification sont listés dans le tableau 5.4. On distingue les échanges entre le milieu incident et le mode m_1 (chemins noirs), les aller-retours de l’onde dans ce mode entre les deux interfaces (traits colorés continus), et les échanges qui peuvent avoir lieu avec les autres modes à l’interface α , du fait de la structuration du miroir (traits colorés pointillés). Dans le cas où la cavité est aussi structurée (fig. 5.6.b), il faut également prendre en compte les couplages entre les modes à l’interface avec le miroir β .

Chemins	Localisation	Description
t_1^-	α	transmission $m_1 \leftarrow$ onde incidente
t_1^+	α	transmission $m_1 \rightarrow$ onde incidente
α_{11}	α	réflexion $m_1 \rightarrow m_1$
$\alpha_{21}, \alpha_{31}, \dots, \alpha_{N1}$	α	réflexion $m_1 \rightarrow m_2, m_3, \dots, m_N$
$\alpha_{12}, \alpha_{13}, \dots, \alpha_{1N}$	α	réflexion $m_1 \leftarrow m_2, m_3, \dots, m_N$
p_1^-, p_1^+	cavité	propagation entre les deux miroirs
β_{11}	β	réflexion $m_1 \rightarrow m_1$

TABLE 5.4 – Description des chemins du schéma encadré dans la figure 5.7.

On remarque que pour un couplage faible ou nul entre les modes au niveau du miroir α , c’est-à-dire sans les chemins en pointillés, le système est composé de boucles strictement indépendantes. Il se comporte alors comme un ensemble de N cavités monomodes.

Calcul des fonctions de transfert : formule de Mason

La formule de Mason [108] permet d'exprimer simplement la fonction de transfert entre deux nœuds du graphe de fluence, en tenant compte de tous les chemins possibles entre ces nœuds. Pour la fonction de transfert H reliant la variable d'entrée F_{in} à la variable de sortie F_{out} , on a ainsi :

$$H = \frac{F_{out}}{F_{in}} = \frac{\sum_p T_p \Delta_p}{\Delta}, \quad (5.17)$$

où

- T_p est le gain du p -ième chemin direct entre les nœuds associés à F_{in} et F_{out}
- Δ est le déterminant du système :

$$\begin{aligned} \Delta = & 1 - \sum \text{gain des boucles} \\ & + \sum \text{produit des gains des boucles disjointes prises 2 à 2} \\ & - \sum \text{produit des gains des boucles disjointes prises 3 à 3} \\ & + \dots \end{aligned}$$

- Δ_p est le cofacteur du chemin p . Il contient tous les éléments de Δ qui ne sont pas sur le chemin p .

Ce formalisme a lui seul ne suffit pas pour calculer la réponse optique des structures, car il faut au préalable calculer les coefficients de transmission et de réflexion aux interfaces, ce que nous faisons au moyen d'une méthode numérique utilisant la décomposition modale, telle que les méthodes BMM et FFPA. On peut donc l'utiliser pour élaborer des scénarii de résonance des structures, puis tester ceux-ci numériquement avec les méthodes modales. Dans la partie suivante, nous l'appliquons au cas d'une cavité bimode, et tenterons d'établir une formule de gain théorique pour l'A2P.

5.3.3 Exemple : cavité bimode avec miroir métallique en face arrière

Pour illustrer le fonctionnement des cavités multimodes, je présente ici le cas simple d'une cavité verticale bimode d'épaisseur h (voir figure 5.8(a)). Celle-ci est formée d'un réseau en face avant α servant à la fois de miroir et de système de couplage entre l'onde incidente et les modes de la cavité, et d'un miroir métallique massif en face arrière, noté β . La période est telle qu'il n'existe que deux modes propagatifs dans la cavité, notés m_1 et m_2 , et dont les constantes de propagation suivant l'axe z sont $k_z^{(1)}$ et $k_z^{(2)}$. L'épaisseur h est suffisante pour que les modes évanescents soient atténués. Enfin, comme le miroir β est lisse, il n'induit aucun couplage entre m_1 et m_2 .

Graphe de fluence de la cavité bimode, et gains en amplitude

Le graphe de fluence de la cavité bimode est représenté sur la figure 5.8(b). Les gains associés aux chemins sont définis par rapport aux amplitudes des champs électriques pour l'onde incidente et les deux modes. On distingue les chemins liés à la transmission de l'onde

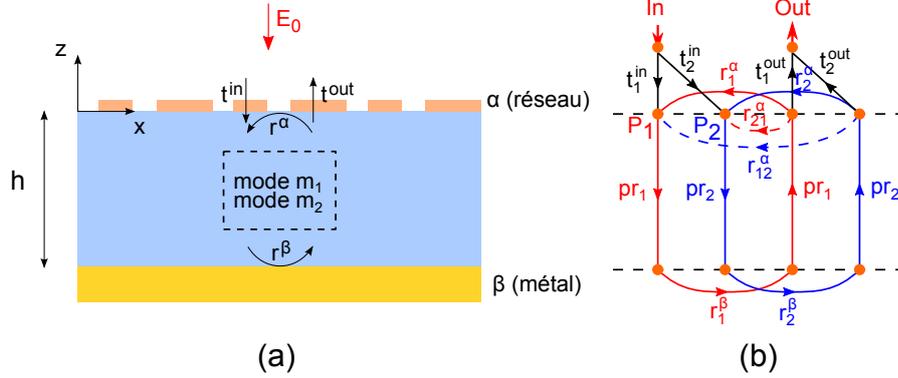


FIGURE 5.8 – (a) Schéma de la cavité bimode, composée d'un miroir structuré α en face avant et d'un miroir métallique β en face arrière. Seuls les modes m_1 et m_2 se propagent dans la cavité. (b) Graphe de fluence associé, représentant les chemins de propagation de l'onde dans la cavité.

incidente vers les 2 modes, et des 2 modes vers l'onde incidente, dont les gains respectifs sont notés t_1^{in} , t_2^{in} , t_1^{out} et t_2^{out} . Les gains en réflexion des modes au niveau des miroirs α et β sont notés r_1^α , r_2^α , r_1^β , et r_2^β . Le gain associé à la réflexion du mode m_1 (resp. m_2) vers le mode m_2 (resp. m_1) à l'interface α est noté r_{21}^α (resp. r_{12}^α). Enfin, les termes associés à la propagation des deux modes dans la structure sont $p_1 = \exp(ik_z^{(1)}h)$ et $p_2 = \exp(ik_z^{(2)}h)$.

Le gain en amplitude de l'onde associée au mode m_1 et se propageant de haut en bas sur la figure 5.8(a) est équivalent à la fonction de transfert entre le signal d'entrée (noté In) et le mode m_1 à l'interface α (noté P_1). La formule de Mason nous donne :

$$g_1 = \frac{P_1}{In} = \frac{t_1^{in}(1 - B_2) + t_2^{in}p_2r_2^\beta p_2r_{12}^\alpha}{(1 - B_1)(1 - B_2) - B_{12}}, \quad (5.18)$$

où les coefficients B_1 , B_2 et B_{12} correspondent aux gains des boucles du graphe de fluence :

$$\begin{aligned} B_1 &= p_1r_1^\beta p_1r_1^\alpha, \\ B_2 &= p_2r_2^\beta p_2r_2^\alpha, \\ B_{12} &= p_1r_1^\beta p_1r_{21}^\alpha p_2r_2^\beta p_2r_{12}^\alpha. \end{aligned}$$

De même pour le gain de l'amplitude de l'onde associée au mode m_2 et se propageant dans le même sens, on a :

$$g_2 = \frac{P_2}{In} = \frac{t_2^{in}(1 - B_1) + t_1^{in}p_1r_1^\beta p_1r_{21}^\alpha}{(1 - B_1)(1 - B_2) - B_{12}}. \quad (5.19)$$

On remarque que le dénominateur est le même dans les deux formules, ce qui suggère en apparence que ces modes résonnent aux mêmes longueurs d'onde. C'est ce que nous allons maintenant vérifier en étudiant différents cas de couplage entre ces modes.

Analyse des résonances en fonction du couplage entre modes

- **couplage nul** : dans le cas où le réseau ne couple pas du tout les deux modes, on a $r_{12}^\alpha = r_{21}^\alpha = 0$ et $B_{12} = 0$. Les équations 5.18 et 5.19 deviennent :

$$g_1 = \frac{t_1^{in}}{1 - B_1}, \quad (5.20)$$

$$g_2 = \frac{t_2^{in}}{1 - B_2}. \quad (5.21)$$

On retrouve le gain d'une cavité monomode. La cavité bimode se comporte donc comme deux cavités monomodes totalement indépendantes, résonant individuellement pour $\arg(B_1) = 2a_1\pi$ pour le mode 1, et $\arg(B_2) = 2a_2\pi$ pour le mode 2, où a_1 et a_2 sont des entiers naturels.

Si ces résonances sont proches, alors on peut espérer obtenir un gain suffisamment élevé.

- **couplage fort** : on émet l'hypothèse que le réseau métallique constitue un bon miroir, et induit un couplage très fort entre les modes 1 et 2, soit $|r_{12}^\alpha|, |r_{21}^\alpha| \gg |r_1^\alpha|, |r_2^\alpha|$. En simplifiant les équations 5.18 et 5.19, on obtient :

$$g_1 = \frac{P_1}{I_n} = \frac{t_1^{in} + t_2^{in} p_2 r_2^\beta p_2 r_{12}^\alpha}{1 - B_{12}}, \quad (5.22)$$

$$g_2 = \frac{P_2}{I_n} = \frac{t_2^{in} + t_1^{in} p_1 r_1^\beta p_1 r_{21}^\alpha}{1 - B_{12}}. \quad (5.23)$$

On a maintenant deux équations fortement couplées et résonantes lorsque $\arg(B_{12}) = 2a\pi$, où a est un entier naturel. On remarque que même lorsque le gain en transmission de l'onde incidente vers un des modes est nul, le champ électrique dans ce mode est quand même amplifié à la résonance, du fait du couplage.

En conclusion, les deux modes résonnent séparément lorsqu'il n'y a pas de couplage, et collectivement lorsque le couplage est fort. Évidemment, il s'agit de deux cas extrêmes, et il est plus probable que pour les structures que nous aurons à étudier, on aura plutôt à faire à des couplages modérés. Le terme B_{12} pourrait alors être vu plus comme un terme entraînant le décalage des résonances des boucles B_1 et B_2 .

Champ électrique total et gain sur le signal de D2P

Le champ électrique total dans la cavité est la somme des champs électriques des deux modes, en prenant en compte les deux sens de propagation de l'onde. Pour une onde incidente plane d'amplitude E_0 , le champ E_{cav} dans la cavité est :

$$E_{cav}(x, z) = g_1 E_0 \left(\exp(ik_z^{(1)} z) + r_1^\beta \exp(2ik_z^{(1)}(h - z)) \right) \exp(ik_x^{(1)} x) \\ + g_2 E_0 \left(\exp(ik_z^{(2)} z) + r_2^\beta \exp(2ik_z^{(2)}(h - z)) \right) \exp(ik_x^{(2)} x) \quad (5.24)$$

Pour connaître le gain de l'A2P, il faudrait calculer la moyenne du carré de l'intensité lumineuse dans le volume de semiconducteur, ce qui revient à calculer la moyenne du mo-

dule à la puissance 4 de $E_{cav}(x, z)$. Il n'est cependant pas possible d'obtenir une formule analytique simple généralisable à l'ensemble des cavités bimodes, car les variations de phase des 2 modes couplés sont différentes, à la fois suivant l'axe x et suivant l'axe z . Pour une analyse rigoureuse de ces systèmes, il sera donc nécessaire de calculer numériquement la distribution du champ électrique dans la cavité à l'aide de codes de simulation numérique afin de déterminer la valeur du gain des structures étudiées. Nous pourrons alors vérifier si elles permettent effectivement une amélioration de l'A2P par rapport aux cavités non structurées de la partie 5.2.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement rappelé les propriétés de l'A2P et des principaux détecteurs à 2 photons, avant de proposer de réaliser des détecteurs à 2 photons à base de structures métalliques résonantes. Pour le cas simple de cavités métalliques non structurées, nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un gain sur l'A2P, mais que celui-ci reste faible. Pour y remédier, nous avons donc proposé d'introduire des structurations périodiques à l'intérieur des couches, afin de multiplier les chemins de propagation de l'onde dans le semiconducteur. Ce faisant, nous espérons obtenir des résonances plus variées, avec des gains plus élevés. Nous avons introduit une méthode d'analyse des cavités résonantes multimodes basée sur les graphes de fluence et le formalisme de Mason. Nous avons vu qu'il s'agit d'un moyen simple pour analyser le rôle des différents modes de la cavité aux résonances, mais qu'il ne permet pas de prédire la réponse optique du système, celle-ci devant être calculée par des méthodes numériques. De plus, nous avons tenté d'établir une formule analytique simple pour calculer le gain de l'A2P dans ces structures, mais sans y parvenir. Par la suite, l'étude de ces cavités structurées devra donc nécessairement passer par une étape de simulation numérique, qui servira à la fois à dimensionner ces structures et à évaluer leurs performances pour de la D2P. Le formalisme associé aux graphes de fluence nous sera alors utile pour formuler des hypothèses sur les mécanismes de résonance intrinsèques à nos structures.

Chapitre 6

Cavités bimodes pour la détection à 2 photons dans l'arséniure de gallium

Sommaire

6.1 Définition du cahier des charges	85
6.1.1 Caractéristiques du photodétecteur et bande spectrale	86
6.1.2 Paramètres de simulation	87
6.1.3 Dimensions latérales des couches	89
6.2 Cavité bimode avec un réseau lamellaire GaAs - air	90
6.2.1 Propriétés optiques de la structure 2PHOT01	91
6.2.2 Mise en évidence des résonances de cavité	94
6.2.3 Gain et tolérance angulaire de la structure	97
6.2.4 Résumé / Discussion	100
6.3 Cavité bimode pour une couche de GaAs uniforme	100
6.3.1 Propriétés optiques de la structure 2PHOT02	100
6.3.2 Mise en évidence des résonances de cavité	104
6.3.3 Gain et tolérance angulaire de la structure	106
6.4 Conclusion et Perspectives	109

Nous souhaitons concevoir de nouveaux dispositifs pour la D2P à base de résonateurs métalliques. Dans le chapitre précédent, nous avons établi que l'augmentation de l'A2P dans des cavités métalliques non structurées n'est pas suffisante pour concevoir des détecteurs performants, et avons proposé une solution alternative qui consiste à structurer ces cavités, introduisant ainsi le concept de cavités multimodes. Dans ce chapitre, nous nous intéressons au cas de deux cavités bimodes qui ont été dimensionnées à l'aide de simulations numériques. Celles-ci ont été optimisées dans le cadre de la réalisation de démonstrateurs de D2P dans des photodiodes en arséniure de gallium. Nous analysons leurs propriétés optiques et les divers mécanismes de résonance, et évaluons leur potentiel pour de la D2P.

6.1 Définition du cahier des charges

Le dimensionnement des cavités bimodes est réalisé selon un cahier des charges tenant compte des diverses contraintes technologiques liées à la fabrication et la caractérisation du démonstrateur. Je détaille ici les paramètres initialement fixés, tels que le choix de matériau semiconducteur, la gamme spectrale explorée ou le type de détecteur à fabriquer (jonction Schottky, puits quantique, jonction pin, ...). Je fournis également une courte description des structures simulées, ainsi que des principaux paramètres étudiés.

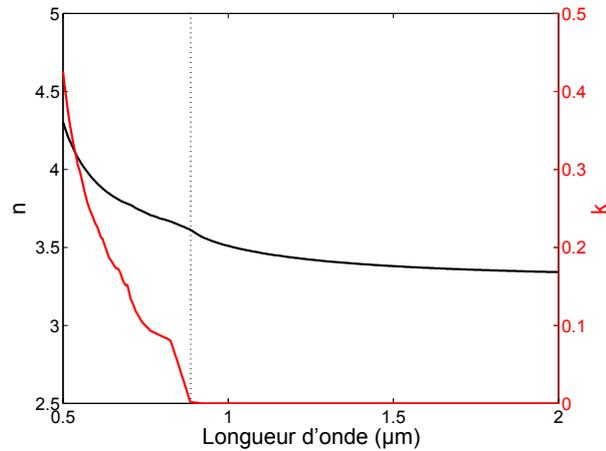


FIGURE 6.1 – Valeurs expérimentales des indices (n,k) de l'arséniure de gallium entre 0.5 μm et 2 μm . La gamme spectrale pour de la D2P sous le gap du semiconducteur est comprise entre 890 nm (E_g) et 1770 nm ($E_g/2$).

6.1.1 Caractéristiques du photodétecteur et bande spectrale

Matériau semiconducteur

Pour le matériau semiconducteur du détecteur, nous avons choisi l'arséniure de gallium (GaAs), pour lequel l'équipe du LPN dispose déjà d'un certain savoir-faire en matière de process technologique. Il s'agit de surcroît d'un matériau ayant déjà servi dans de nombreuses expériences mettant en évidence l'A2P, et dont le coefficient β est connu et particulièrement élevé (cf tableau 5.1) : $\beta = 22 \text{ cm}^{-1}.\text{GW}^{-1}$ à 1064 nm [83]. La figure 6.1 montre les valeurs des indices (n,k) du GaAs entre 500 nm et 2 μm [92] : l'énergie de gap se situe autour de 1.4 eV, ce qui explique pourquoi k ($=\alpha\lambda/4\pi$) est nul à partir de 890 nm. La gamme spectrale exploitable pour de l'A2P sous le gap du semiconducteur est comprise entre 890 nm (E_g) et 1770 nm ($E_g/2$). Cependant, nous exclurons de notre étude les longueurs d'onde inférieures à 1 μm afin d'éviter toute A1P pour des énergies de photons trop proches du gap qui pourraient créer des porteurs au travers de défauts proches des bords de bande.

Type de photodétecteur

Le rendement quantique d'un détecteur dépend à la fois du rendement d'absorption des photons et de l'efficacité de collection des porteurs libres générés par l'absorption de ces photons. Pour compenser la faible efficacité de l'A2P et maximiser nos chances d'avoir un photocourant mesurable, nous avons choisi d'utiliser des jonctions pin, car celles-ci ont un rendement d'extraction des photoporteurs très élevé pouvant aller jusqu'à 100 %. Cela impose une première contrainte sur l'épaisseur de la couche de semiconducteur, qui doit faire au minimum 100 nm pour pouvoir intégrer la jonction. Par ailleurs, le meilleur rendement d'extraction des photoporteurs dans une jonction pin est obtenu lorsque les photons sont absorbés dans la région non intentionnellement dopée (nid) du semiconducteur, car les paires électrons-trous formées sont alors rapidement séparées sous l'effet du champ électrique de

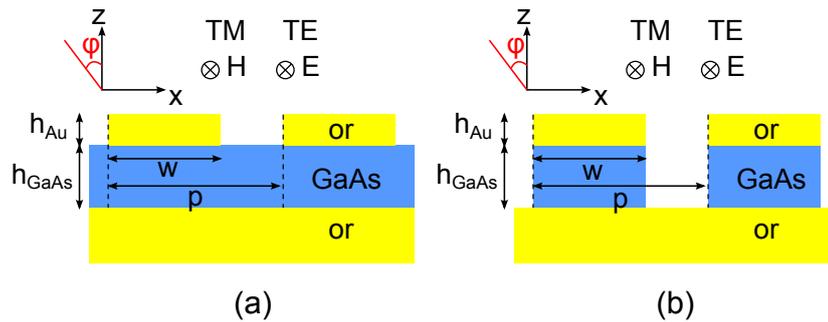


FIGURE 6.2 – Schéma des cavités bimodes étudiées. Celles-ci consistent en des empilements or - arséniure de gallium - or où sont introduites des fentes d'air périodiques 1D, de période p et de largeur $p - w$. Dans le cas (a), seules la couche d'or supérieure est structurée, alors que dans le cas (b) la couche d'or supérieure et la couche d'arséniure de gallium sont structurées.

la zone de charge d'espace, et la probabilité de recombinaison des charges est faible. Nous chercherons donc à favoriser l'absorption dans cette région du semiconducteur plutôt que dans une autre.

6.1.2 Paramètres de simulation

Structures simulées

Nous souhaitons étudier l'évolution des phénomènes de résonance lorsque de nouveaux modes de propagation apparaissent dans la cavité, du fait de la structuration périodique des couches. Pour cela, j'ai fait le choix de limiter mon étude à des cavités bimodes, c'est-à-dire des cavités où seulement deux modes sont faiblement atténués dans la couche de semiconducteur. Si ces structures ne permettent probablement pas d'obtenir un gain de l'A2P très élevé par rapport à des cavités plus complexes, elles présentent néanmoins l'avantage d'être simples à analyser avec les graphes de fluence, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. À partir de ces graphes, nous pouvons notamment formuler diverses hypothèses sur les mécanismes de résonance, pour ensuite les vérifier numériquement avec les méthodes modales. La bonne compréhension de ces mécanismes est très importante, car elle permet de formuler des règles de conception pour des détecteurs semblables mais réalisés avec des matériaux différents.

Les structures à simuler sont représentées sur la figure 6.2 ; elles peuvent être assimilées à des cavités or - arséniure de gallium - or dans lesquelles on introduit des fentes d'air périodiques 1D, dans le miroir d'or supérieur pour le cas (a) et aussi dans la couche de semiconducteur pour le cas (b). Les paramètres de la structure que je fais varier sont les épaisseurs h_{Au} et h_{GaAs} , ainsi que la période p et la largeur $p - w$ des fentes d'air. La fabrication de ces structures passe par des étapes technologiques que nous maîtrisons déjà en partie au laboratoire : la métallisation de la face arrière du semiconducteur ne pose a priori aucune difficulté du moment que la couche métallique n'est pas structurée. Quant à la couche métallique supérieure, elle peut être réalisée en une seule étape de lithographie électronique ou optique, suivie d'un lift-off d'or. La réalisation de fentes fines dans la couche

semiconductrice est un peu plus ardue, et nécessite de développer un procédé de gravure sèche de fentes sublongueur d'onde.

La plus grande partie de l'étude sera effectuée en incidence normale ($\varphi = 0^\circ$), sauf à la fin lorsque nous devrons déterminer la tolérance angulaire de nos structures. Le fait de vouloir intégrer une jonction pin dans la structure nous impose $h_{GaAs} > 100$ nm. Pour les simulations, j'ai choisi d'ajouter deux conditions supplémentaires sur les dimensions des structures : la première est d'avoir des épaisseurs de cavités inférieures à $\lambda/n_{GaAs} = 440$ nm pour $\lambda = 1.5$ μm , de manière à n'avoir que quelques ventres de résonances dans la cavité. La seconde est d'avoir une période inférieure aux longueurs d'onde du spectre étudié, soit $p < 1$ μm , afin de n'avoir que le mode fondamental qui se propage dans le milieu incident. Dans nos calculs, nous utilisons les valeurs expérimentales de l'indice du GaAs [92], et appliquons un modèle de Drude-Lorentz pour calculer les indices de l'or [70].

Comme nous simulons des structures périodiques 1D, les calculs numériques prennent relativement peu de temps avec la méthode modale B-Spline. Mais, comme nous devons nous attendre à une dépendance forte vis-à-vis de la polarisation, nous simulerons dans un deuxième temps de simuler le même genre de structures avec des structurations périodiques 2D pour tenter de réduire la sensibilité à la polarisation.

Propriétés optiques étudiées

Dans cette étude, nous souhaitons d'abord identifier les résonances des structures dans la gamme spectrale qui nous intéresse, soit entre 1 μm et 1.7 μm . Celles-ci impliquant de nombreuses réflexions et transmissions de l'onde aux interfaces métalliques où elle sera en partie absorbée, il nous suffira d'identifier les pics d'absorption présents dans le spectre de réflexion de la structure.¹ Pour l'étude des résonances, nous analyserons la distribution du champ $|E|^2$ dans la couche de semiconducteur. Cela nous renseignera également sur la localisation de l'A2P, puisque l'intensité I est proportionnelle à $|E|^2$. Pour avoir le rendement quantique interne le plus élevé, celle-ci doit avoir lieu préférentiellement dans la couche nid du détecteur. Il peut également arriver que l'on ait de l'A1P malgré que l'on soit sous le gap du semiconducteur, en raison de bandes intermédiaires liées à la présence d'impuretés. Dans la mesure où l'épitaxie est bien réalisée, ces impuretés se situent principalement sur les bords du semiconducteur, donc pour éviter d'avoir une A1P trop importante, nous chercherons aussi à minimiser l'intensité sur les bords de la couche de semiconducteur.

Après l'étude des résonances, il nous faudra calculer le gain de l'A2P dans nos structures pour savoir si elles ont un intérêt pour de la détection. Pour cela, nous calculerons la valeur moyenne $\langle I^2 \rangle_V$, où I est l'intensité associée au champ EM dans le semiconducteur, et V est le volume de la couche semiconductrice, que nous comparerons à la valeur moyenne I_0^2 du flux incident, ce qui nous donnera le gain sur l'A2P de nos cavités par rapport à un détecteur de même épaisseur et muni d'une couche anti-reflet. Enfin, on souhaite connaître le comportement angulaire de nos structures, car on aura recours en détection à des systèmes optiques à grande ouverture numérique pour focaliser la source sur le détecteur. Il est donc préférable que les résonances étudiées soient indépendantes de l'angle d'incidence.

¹Les cavités sont des structures opaques, par conséquent l'absorption est donnée par $A = 1 - R$, où R est la réflectance.

6.1.3 Dimensions latérales des couches

Les dimensions latérales de nos structures vont influencer sur le nombre de modes de propagation dans la cavité. Dans cette partie, nous cherchons à déterminer quelles sont les valeurs de ces paramètres pour lesquelles seuls deux modes de propagation interviendront dans la réponse optique du système.

Cas a : modes propagatifs dans une couche non structurée

Dans la structure représentée sur la figure 6.2(a), la couche d'arséniure de gallium est uniforme. Par conséquent, les modes de la cavité sont associés aux ordres diffractés par le réseau métallique, et ne dépendent que de la période p du réseau. Pour savoir quels seront les modes propagatifs et les modes évanescents de la cavité, on calcule les vecteurs d'onde associés aux ordres de diffraction. Ceux-ci sont donnés par la condition de périodicité des fonctions électromagnétiques suivant x , qui donne la valeur de la projection du vecteur d'onde suivant cet axe :

$$k_x^{(m)} = k_x^{(0)} + \frac{2m\pi}{p}, \quad (6.1)$$

où p est la période du réseau, et m est un entier relatif qui définit l'ordre de diffraction associé. La valeur $k_x^{(0)}$ correspond à la projection du vecteur d'onde suivant x pour l'ordre fondamental. En appliquant les relations de continuité aux interfaces, on obtient $k_x^{(0)} = k_0 \sin(\varphi)$, où φ est l'angle d'incidence que fait le vecteur d'onde avec l'axe z et $k_0 = 2\pi/\lambda$. En incidence normale, on a $k_x^{(0)} = 0$. Les valeurs de $k_z^{(m)}$ sont alors :

$$\begin{aligned} k_z^{(m)} &= \sqrt{n_{cav}^2 k_0^2 - k_x^{(m)2}}, \\ &= k_0 \sqrt{n^2 - m^2 \frac{\lambda^2}{p^2}}, \end{aligned} \quad (6.2)$$

où n_{cav} est l'indice de réfraction du milieu dans la cavité. Les modes propagatifs sont ceux dont la valeur de $k_z^{(m)}$ est réelle, d'où la condition suivante : $p > m\lambda/n_{cav}$. Pour une valeur de l'indice du GaAs $n_{GaAs} = 3.381$ à $1.49 \mu\text{m}$, la valeur de p doit donc être comprise entre 440 nm et 880 nm pour que seuls les modes associés aux ordres 0 , $+1$ et -1 puissent se propager verticalement.

En incidence normale, le champ associé au mode fondamental est invariant suivant l'axe x du réseau. Les ordres $+1$ et -1 sont dégénérés, puisque d'après l'équation 6.2 on a $k_z^{(+1)} = k_z^{(-1)}$. De plus, comme le système est symétrique, seule la combinaison symétrique de ces modes pourra être excitée. On aura donc bien une cavité bimode, comprenant le mode fondamental et la combinaison symétrique des ordres ± 1 . La dégénérescence est levée pour un angle d'incidence non nul ($\varphi \neq 0^\circ$), ce qui veut dire qu'il faudra passer à un modèle à 3 modes.

Cas b : modes propagatifs d'un réseau lamellaire GaAs - air

Dans la structure représentée sur la figure 6.2(b), la cavité est formée d'un réseau lamellaire arséniure de gallium - air. Le nombre de modes propagatifs dans cette couche va dépendre à la fois de la période p , du taux de remplissage du réseau $f = w/p$, et des indices des

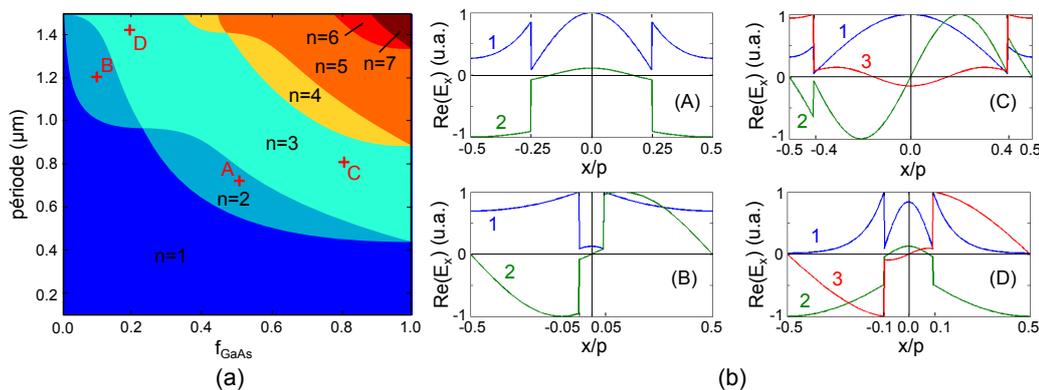


FIGURE 6.3 – (a) Nombre n de modes propagatifs dans un réseau lamellaire GaAs-air en fonction de la période et du facteur de remplissage à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$. (b) Partie réelle du champ E_x aux positions notées A-B-C-D, pour une période du réseau centrée sur le GaAs.

deux matériaux. À l'aide du code BMM, j'ai calculé le nombre n de modes du réseau GaAs - air dont la constante de propagation k_z est réelle en fonction des paramètres p et f du réseau à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$, comme illustré sur la figure 6.3(a). A priori, les régions qui nous intéressent pour avoir des cavités strictement bimodes sont celles où $n=2$. Cependant, pour être sollicités, les modes doivent également respecter la symétrie du problème. En incidence normale, seuls les modes symétriques, c'est-à-dire dont le champ associé a le même axe de symétrie vertical que le réseau, seront excités.

La figure 6.3(b) montre les variations de la partie réelle du champ électrique E_x suivant l'axe x du réseau pour les modes propagatifs aux positions A, B, C et D de la figure 6.3(a). Ceux-ci sont classés par ordre croissant de la partie réelle de k_z par BMM, qui classe ensuite les modes évanescents par ordre croissant de sa partie imaginaire. Le premier mode est toujours symétrique. Dans le cas où il n'y a que deux modes qui se propagent, le deuxième mode peut être soit symétrique (A), soit antisymétrique (B), et lorsque 3 modes sont propagatifs, soit le deuxième mode est symétrique et le troisième est antisymétrique (D), soit l'inverse (C). Par conséquent, on sait qu'il nous sera possible de former une cavité bimode en explorant les régions (A), (C) et (D).

Notons que la figure 6.3(a) permet également de vérifier que le code BMM calcule bien 3 modes de propagation (dont l'un est antisymétrique) dans la couche uniforme de semiconducteur ($f = 1$) entre $p=440 \text{ nm}$ et $p=800 \text{ nm}$, et un seul mode de propagation dans l'air ($f = 0$) pour $p < 1.5 \mu\text{m}$.

6.2 Cavité bimode avec un réseau lamellaire GaAs - air

La première cavité bimode que je présente est la structure 2PHOT01, dont la cavité est formée d'un réseau lamellaire GaAs - air comme sur la figure 6.2(b). Celle-ci présente une forte résonance en polarisation TM que j'ai optimisée à $1.49 \mu\text{m}$. Nous verrons comment la superposition de deux résonances de Fabry-Perot dans la cavité résulte en un confinement

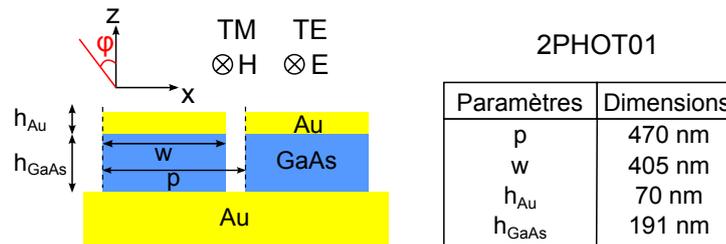


FIGURE 6.4 – Schéma d'une microcavité bimode composée d'un réseau GaAs - air d'épaisseur h_{GaAs} délimité par un réseau or - air d'épaisseur h_{Au} en face avant, et un substrat d'or en face arrière. Les paramètres du réseau sont la largeur des murs de GaAs ou d'or w , et la période du réseau p .

important de l'intensité lumineuse dans le matériau semiconducteur.

6.2.1 Propriétés optiques de la structure 2PHOT01

Description

Un schéma de la structure 2PHOT01 est représenté sur la figure 6.4 avec les dimensions des différentes couches. Les épaisseurs de la cavité et du réseau métallique supérieur sont respectivement $h_{GaAs} = 191$ nm et $h_{Au} = 70$ nm, tandis que la période et le taux de remplissage du réseau sont respectivement $p = 470$ nm et $f = w/p = 405/470 = 86$ %. Si l'on se réfère à la partie 6.1.3 où nous avons étudié le nombre de modes de propagation dans la cavité en fonction des dimensions latérales des couches, la cavité 2PHOT01 se situe dans la région (A) de la figure 6.3(b), donc il s'agit bien d'une cavité bimode à 1.49 μm . Pour m'en assurer, j'ai calculé les valeurs des constantes de propagation k_z/k_0 des modes les moins évanescents (c'est-à-dire dont la partie imaginaire de k_z est la plus petite) à cette longueur d'onde pour le réseau GaAs - air, qui sont rassemblées dans le tableau 6.1. Seuls les k_z des deux premiers modes sont des réels purs alors que les autres sont des imaginaires purs, donc on a bien seulement deux modes de propagation.

Le tableau donne également les valeurs de k_z/k_0 des deux premiers modes du réseau or - GaAs en polarisation TM ; seul le premier mode a une partie imaginaire faible, car il correspond au mode de la fente induit par le couplage de plasmons de surface sur les bords de la fente, caractéristique propre aux résonateurs de type métal-isolant-métal[110, 111]. Nous verrons en quoi cela nous sera utile dans la partie suivante.

Spectre de réflexion

La figure 6.5(a) représente la courbe de réflexion en incidence normale de la structure 2PHOT01 pour des longueurs d'onde comprises entre 1 μm et 2 μm , calculée avec le code BMM. La réflexion en polarisation TE est proche de 100 %, comme pour un miroir d'or uniforme, avec un très léger pic d'absorption à 1.57 μm . La courbe en polarisation TM est caractérisée par un pic d'absorption $A = 1 - R = 100$ % à $\lambda = 1.49$ μm , signe d'une résonance très importante dans la cavité. J'ai également calculé avec BMM les courbes de réflexion de la structure lorsque les termes de propagation des modes les plus évanescents

	mode #	$\lambda = 1.49 \mu\text{m}$
réseau or - air	1	$1.3397 + 0.0180i$
	2	$0.5375 + 9.4687i$
réseau GaAs - air	1	$2.9399 + 0.0000i$
	2	$0.5900 + 0.0000i$
	3	$0.0000 + 1.3138i$
	4	$0.0000 + 4.5697i$

TABLE 6.1 – Tableau des constantes de propagation suivant l'axe z des premiers modes du réseau or - air et du réseau GaAs - air à $1.49 \mu\text{m}$ en polarisation TM, lorsque ceux-ci sont classés du moins évanescent au plus évanescent.

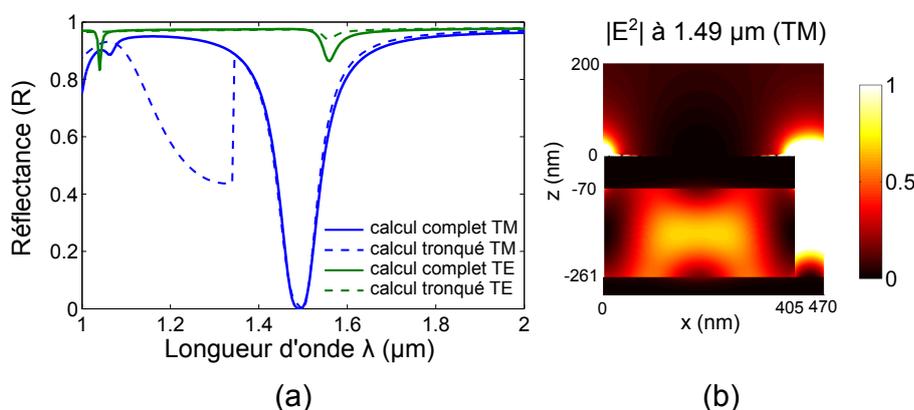


FIGURE 6.5 – (a) Spectre de réflexion de la structure 2PHOT01 en incidence normale pour les polarisations TM (bleu) et TE (vert). En pointillés, les courbes de réflexion lorsqu'on ne prend en compte que la propagation du mode le moins évanescent du réseau métallique et les deux modes de propagation de la cavité. La différence entre le spectre complet et le spectre simplifié en TM à $\lambda < 1.34 \mu\text{m}$ disparaît lorsqu'on prend aussi en compte la propagation du 3^e mode de la cavité. (b) Distribution du champ $|E^2|$ dans une période de la structure à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ en polarisation TM.

sont annulés artificiellement (en pointillés sur la figure 6.5(a)). On a :

$$\begin{aligned} \exp(ik_z^{(p)}h_{Au}) &= 0, \quad p > 1, \\ \exp(ik_z^{(q)}h_{GaAs}) &= 0, \quad q > 2, \end{aligned}$$

où $k_z^{(p)}$ (resp. $k_z^{(q)}$) est la constante de propagation suivant z du p (q)-ième mode du réseau or - air (GaAs - air), dans le cas où les modes sont classés du moins évanescent au plus évanescent comme dans le tableau 6.1. En polarisation TM et à partir de $\lambda = 1.34 \mu\text{m}$, la similitude entre les spectres simplifié et tronqué indique qu'il n'y a effectivement que les modes 1 et 2 de la cavité qui participent à la propagation de l'onde dans la cavité, et le mode 1 du réseau métallique à la propagation à travers la fente d'air de ce réseau. Notons que les différences entre le calcul complet et le calcul tronqué lorsque $\lambda < 1.34 \mu\text{m}$ disparaissent en prenant également en compte la propagation du mode 3 dans la cavité, qui est faiblement évanescent dans cette gamme spectrale.

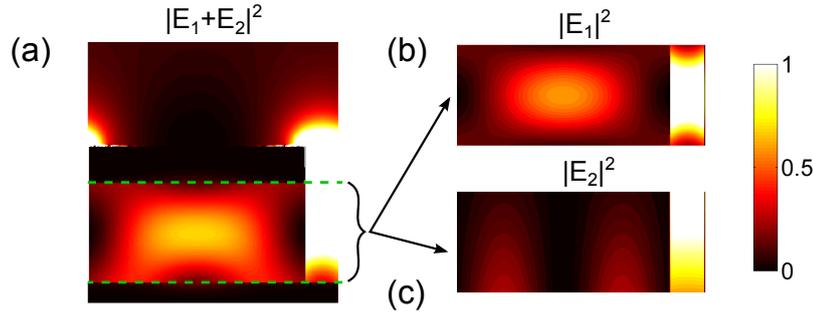


FIGURE 6.6 – (a) Champ  lectrique $|E|^2$ dans la structure 2PHOT01 lorsqu’on fait l’approximation $|E|^2 = |E_1 + E_2|^2$ dans la cavité. E_1 et E_2 sont les champs électriques associés aux deux premiers modes. (b)-(c) Distribution des champs $|E_1|^2$ et $|E_2|^2$ dans la cavité.

Cartographie du champ électrique

La distribution du champ électrique $|E|^2$   $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ (figure 6.5(b)) montre que le champ est très important dans la fente d’air. Dans le semiconducteur, elle est confinée majoritairement au centre du plot, avec notamment un rapport de près de 60 entre l’intensité lumineuse au centre et le minimum d’intensité sur les bords latéraux. On peut donc espérer avoir une absorption à 2 photons majoritairement dans la région intrinsèque du semiconducteur.

La figure 6.6(a) montre le champ $|E|^2$ avec l’approximation $|E|^2 \sim |E_1 + E_2|^2$ dans la cavité, où E_1 et E_2 sont les champs électriques associés aux deux premiers modes. On observe seulement quelques différences au niveau des interfaces métalliques, qui disparaissent lorsqu’on prend en compte la contribution du champ électrique associé au 3^e mode. La comparaison des termes $|E_1|^2$ et $|E_2|^2$ (figure 6.6(b-c)) montre que le premier mode est le plus intéressant pour la d tection². En effet, il correspond à un champ électrique élevé au centre du semiconducteur et décroissant près des bords. Il permet d’avoir une absorption forte dans la région nid du semiconducteur, où les paires électron-trou sont rapidement séparées et le rendement d’extraction de ces charges est le plus élevé. En comparaison, le champ associé au deuxième mode est distribué suivant deux bandes latérales situées à mi-distance entre le milieu et les bords du semiconducteur, et est maximal à l’interface avec le miroir métallique. Par conséquent, il génère une absorption dans une région dopée du semiconducteur où les paires électron-trou sont mal séparées, d’où un rendement d’extraction plus faible. Dans notre design, le mode 1 doit donc être privilégié par rapport au mode 2.

Influence de l’épaisseur du réseau métallique

Sur la figure 6.7, nous avons tracé le spectre de réflexion de la structure 2PHOT01 pour différentes épaisseurs du réseau métallique. Lorsque l’épaisseur du réseau métallique augmente, le pic d’absorption initialement à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ se dédouble, laissant place à un premier pic qui reste à cette longueur d’onde et qui diminue rapidement, et un deuxième pic qui se d -

²Les termes d’interaction des deux champs $E_1 E_2^* + E_1^* E_2$ ne sont pas représentés car ils sont négligeables, en raison d’un faible recouvrement des deux champs

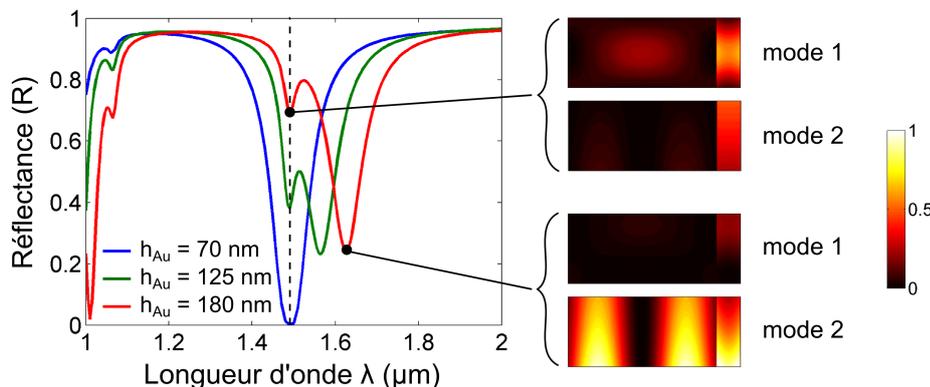


FIGURE 6.7 – Spectre d'absorption de la structure 2PHOT01 en polarisation TM lorsqu'on fait varier l'épaisseur h_{Au} du réseau métallique. Lorsque h_{Au} augmente, le pic principal initialement à $1.49 \mu\text{m}$ se dédouble pour dévoiler un pic indépendant de h_{Au} qui décroît rapidement, et un autre pic plus important qui se déplace vers les hautes longueurs d'onde. À droite : comparaison du champ $|E|^2$ dans les deux modes de propagation de la cavité à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.63 \mu\text{m}$ lorsque $h_{Au} = 180 \text{ nm}$. L'intensité est la plus élevée pour le mode 1 à $1.49 \mu\text{m}$, et pour le mode 2 à $1.63 \mu\text{m}$.

place vers les hautes longueurs d'onde, et qui décroît plus lentement. On en déduit que le pic unique à $1.49 \mu\text{m}$ lorsque $h_{Au} = 70 \text{ nm}$ est en fait la superposition de deux résonances. La première, baptisée RES_A^{TM} , est indépendante du réseau car sa position spectrale reste fixe. Elle est faiblement couplée au champ incident, ce qui explique pourquoi le pic d'absorption décroît rapidement lorsqu'on perd la superposition des deux résonances. La seconde quant à elle, baptisée RES_B^{TM} , est excitée via le réseau, et concentre l'essentiel de l'énergie couplée dans la cavité.

En étudiant l'évolution du champ pour chacun des modes de la cavité en fonction de l'épaisseur du réseau, on constate que le champ est majoritairement réparti dans le mode 1 pour la résonance RES_A^{TM} , et dans le mode 2 pour la résonance RES_B^{TM} . Nous explorerons cette piste plus en détails dans l'étude des mécanismes de résonance.

6.2.2 Mise en évidence des résonances de cavité

Pour identifier les mécanismes à l'origine des résonances RES_A^{TM} et RES_B^{TM} identifiées précédemment, nous adoptons l'approche décrite dans la section 5.3, qui consiste à construire le graphe de fluence du système et à étudier la phase des boucles du graphe.

Construction du graphe de fluence de 2PHOT01

Le graphe de fluence de la structure 2PHOT01 est représenté sur la figure 6.8. Celui-ci est plus complexe que celui initialement dessiné pour une cavité bimode dans la section 5.3.3, car on prend en considération les chemins de propagation de l'onde dans le premier mode du réseau métallique, noté m_{res} , en plus des chemins associés aux modes 1 et 2 de la cavité. En effet, l'épaisseur du réseau métallique joue un rôle important pour la résonance RES_B^{TM} ,

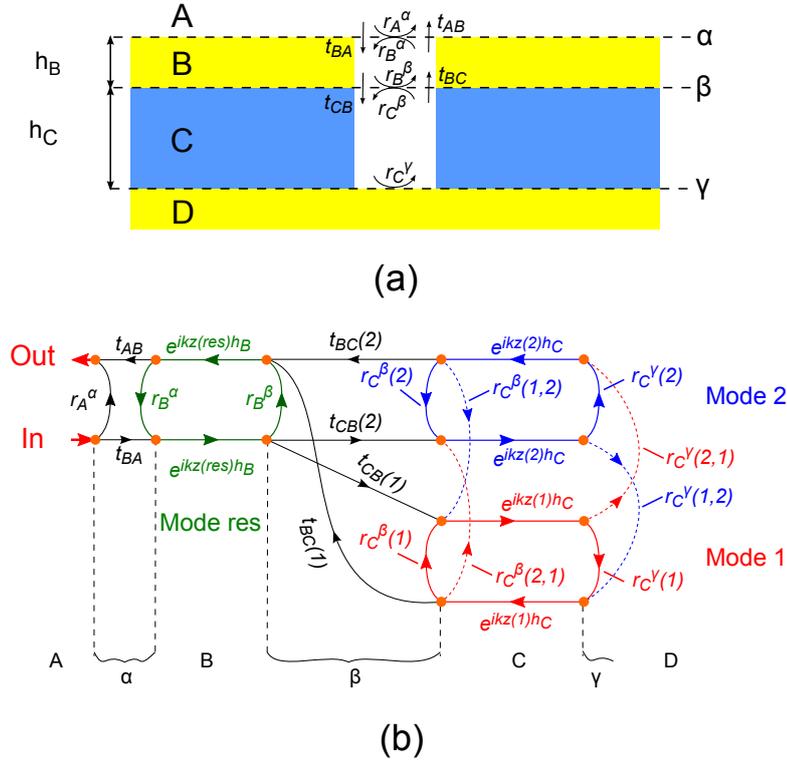


FIGURE 6.8 – (a) Schéma de la structure 2PHOT01 sur lequel sont notés les termes de réflexion et de transmission aux interfaces α , β et γ , et (b) le graphe de fluence associé à la propagation de l'onde incidente dans les modes m^{res} , 1 et 2 de la structure. Les chemins propres aux boucles des modes m^{res} , 1 et 2 sont colorés respectivement en vert, rouge et bleu. En pointillés, les chemins relatifs aux termes de couplage entre les modes 1 et 2 aux interfaces β et γ .

donc il faut tenir compte des variations de la phase dans le réseau. Les chemins propres aux modes m_{res} , 1 et 2 sont respectivement colorés en vert, rouge et bleu. De plus, on tient compte des termes de couplage (en pointillés) entre les modes 1 et 2 aux deux interfaces métalliques.

Étude de la phase des boucles du graphe de fluence

Compte tenu de la grande complexité du système, nous nous contenterons d'étudier la variation de phase liée à la propagation de l'onde suivant trois ensembles de chemins du graphe de fluence.

Les deux premiers ensembles correspondent au trajet de l'onde soit dans le mode 1 de la cavité, soit dans le mode 2. On ne tient pas compte des éventuels couplages entre ces modes, car le but est de vérifier si le pic d'absorption de RES_A^{TM} est lié à une résonance d'un seul des deux modes de la cavité. Les formules donnant le gain de l'amplitude de l'onde sur les

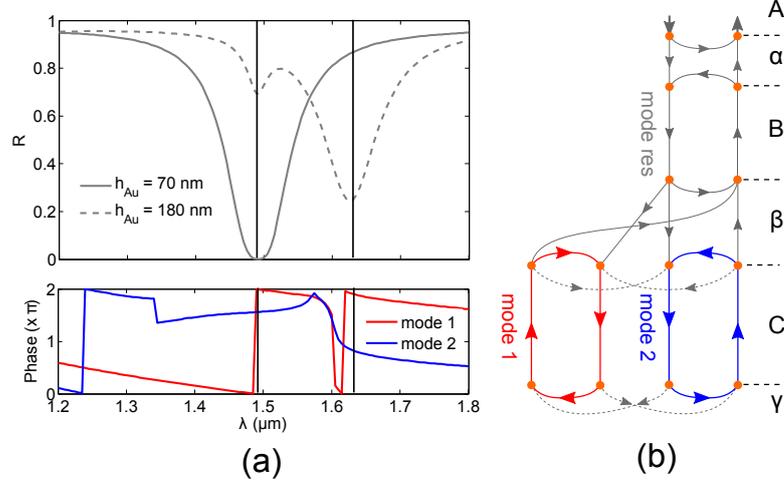


FIGURE 6.9 – (a) Illustration des boucles associées aux modes 1 (rouge) et 2 (bleu) de la cavité, sans les termes de couplage. (b) Spectre de réflexion de la structure 2PHOT01 pour $h_{Au} = 70$ nm et 180 nm, et tracé de la phase associée au gain des deux boucles en fonction de la longueur d'onde.

boucles des modes 1 et 2 sont simples à établir :

$$g_1 = \frac{B_1}{1 - B_1}, \quad B_1 = r_C^\gamma(1) e^{2ik_z^{(1)} h_{GaAs}} r_C^\beta(1), \quad (6.3)$$

$$g_2 = \frac{B_2}{1 - B_2}, \quad B_2 = r_C^\gamma(2) e^{2ik_z^{(2)} h_{GaAs}} r_C^\beta(2). \quad (6.4)$$

L'étude de la phase associée à chacun de ces gains en fonction de la longueur d'onde (figure 6.9(b)) montre que la résonance RES_A^{TM} coïncide bien avec une variation de phase du gain g_1 égale à 0 (modulo 2π). Il s'agit donc d'une résonance de cavité monomode associée au mode 1. La phase associée à g_2 quant à elle ne correspond à aucune résonance dans la gamme spectrale étudiée.

Pour la résonance RES_B^{TM} , on considère un troisième ensemble, pour lequel on ne prend en compte que la propagation de l'onde suivant les chemins du mode m_{res} du réseau et du mode 2 de la cavité (figure 6.10(a)). On exclut le mode 1 de l'étude, car on soupçonne qu'il a une faible incidence sur la résonance, comme discuté plus haut. Pour calculer le gain à un des noeuds de cet ensemble (le gain est le même pour n'importe quel noeud), on applique la formule de Mason :

$$g_3 = \frac{B_{res}(1 - B_2) + B_{res,2}}{(1 - B_{res})(1 - B_2) - B_{res,2}}, \quad (6.5)$$

$$B_{res} = r_B^\beta e^{2ik_z^{(res)} h_{Au}} r_B^\alpha, \quad (6.6)$$

$$B_{res,2} = t_{CB} e^{2ik_z^{(2)} h_{GaAs}} r_C^\gamma e^{2ik_z^{(2)} h_{GaAs}} t_{BC} r_B^\alpha. \quad (6.7)$$

Là encore, le tracé de la phase associée à g_3 en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur du réseau (6.10(b)) montre que la position de RES_B^{TM} correspond au moment

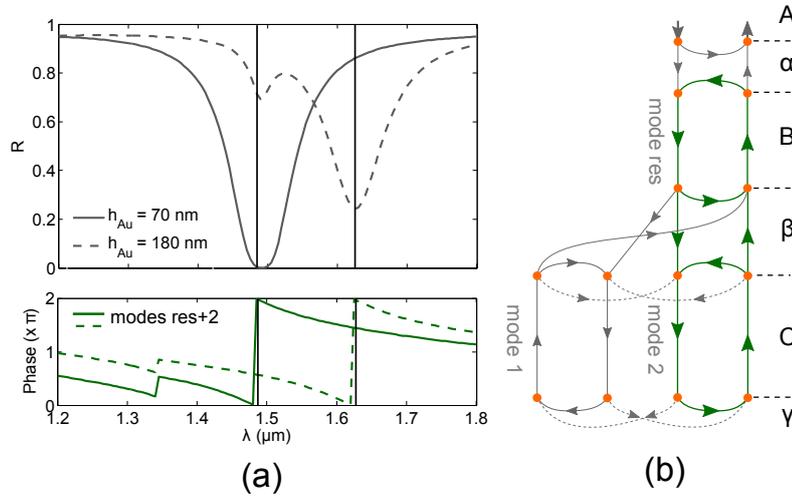


FIGURE 6.10 – (a) Illustration des chemins du graphe de fluence du mode res et du mode 2 associés au gain g_3 . (b) Spectre de réflexion de la structure 2PHOT01 pour $h_{Au} = 70 \text{ nm}$ et 180 nm , et tracé de la phase de g_3 en fonction de la longueur d’onde. La résonance RES_B^{TM} apparaît lorsque la phase de g_3 est égale à 0 (modulo 2π).

où la phase est égale à 0 (modulo 2π), soit à $1.49 \mu\text{m}$ pour $h_{Au} = 70 \text{ nm}$, et à $1.63 \mu\text{m}$ pour $h_{Au} = 180 \text{ nm}$.

Interprétation de la superposition des résonances

Pour résumer, le pic d’absorption à $1.49 \mu\text{m}$ lorsque $h_{Au} = 70 \text{ nm}$ est le résultat de la superposition de deux résonances. La première, RES_A^{TM} , est une résonance de type Fabry-Perot du mode 1 dans la cavité, tandis que la deuxième, RES_B^{TM} , correspond à la résonance conjointe du mode m_{res} du réseau et du mode 2 de la cavité.

La première résonance paraît plus intéressante pour la détection à 2 photons, car le champ électrique dans le semiconducteur est mieux confiné dans la région intrinsèque pour le mode 1 que pour le mode 2. Cependant, hors superposition de RES_A^{TM} et RES_B^{TM} , le pic d’absorption de RES_A^{TM} et l’intensité lumineuse associée au mode 1 sont faibles. On suppose que cela est dû à un mauvais couplage du mode 1 avec le mode de la fente métallique, qui ne permet pas une transmission suffisante du flux incident vers la cavité. Le mode de la fente est en revanche très bien couplé au mode 2 de la cavité, d’où un pic d’absorption important pour RES_B^{TM} . Lorsque les deux résonances sont superposées, un transfert énergétique s’opère du milieu incident vers le mode 2, puis du mode 2 vers le mode 1.

6.2.3 Gain et tolérance angulaire de la structure

Gain du signal à 2 photons et rendement quantique

Nous étudions le gain local de l’A2P pour savoir où celle-ci a lieu dans la couche de semiconducteur. L’A2P étant proportionnelle au carré de l’intensité lumineuse dans le semiconducteur, nous définissons le gain comme le rapport des valeurs $I^2(x, z)$ et I_0^2 , où $I(x, z)$

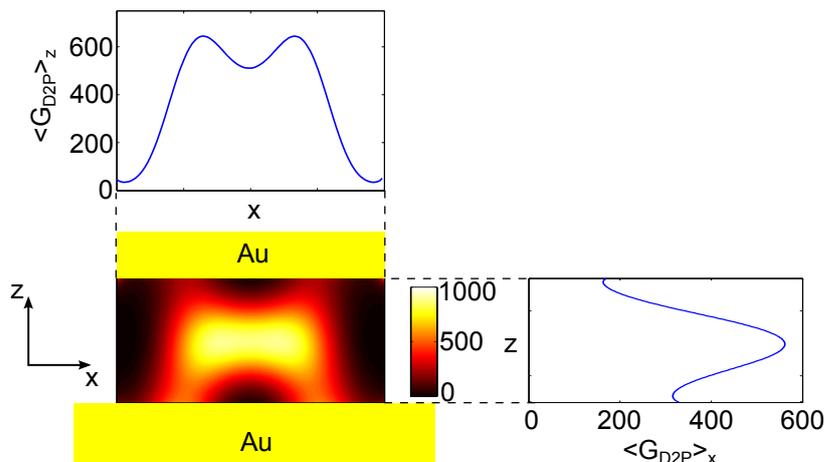


FIGURE 6.11 – (En bas à gauche) Gain local sur l'A2P dans la structure 2PHOT01 à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$, définie comme le rapport des carrés des intensités dans le semiconducteur et de l'onde incidente $I^2(x, z)/I_0^2$. (En haut à gauche) Moyenne de $I^2(x, z)/I_0^2$ sur l'épaisseur de la couche de semiconducteur. (En bas à droite) Moyenne de $I^2(x, z)/I_0^2$ sur la largeur de la couche de semiconducteur.

est l'intensité locale dans la partie semiconductrice du réseau, et I_0 est l'intensité de l'onde incidente³. Sur la figure 6.11, nous avons tracé le rapport $I^2(x, z)/I_0^2$ pour une période du réseau, ainsi que la moyenne de ce gain sur l'épaisseur ou la largeur de la couche de GaAs. On constate que le gain est essentiellement concentré vers le milieu du semiconducteur, c'est-à-dire là où on aura à priori la région nid de notre jonction pin. Le gain est relativement faible sur les bords latéraux du semiconducteur par rapport au centre (50 contre 650), là où on risque justement d'avoir de l'absorption à 1 photon à cause des impuretés et des défauts de cristallinité. En revanche il reste élevé aux interfaces métalliques, notamment au niveau de la couche métallique inférieure.

On souhaite également connaître le gain moyen de la structure 2PHOT01 par rapport à un photodétecteur non structuré en arséniure de gallium de même épaisseur et muni d'une couche AR. Pour cela, on calcule la moyenne du gain dans tout le semiconducteur pour une période. On est obligé de pondérer cette moyenne par un facteur w/p , pour prendre en compte le fait que la structure 2PHOT01 n'absorbe que sur la largeur w , alors que le photodétecteur équivalent avec couche AR absorbe sur toute la période p . On trouve que le gain moyen est 330, ce qui signifie que la structure 2PHOT01 de 191 nm d'épaisseur absorbe autant qu'un photodétecteur avec couche AR de 63 μm d'épaisseur. On gagne donc un facteur 3.4 par rapport à la cavité or - GaAs - or que l'on avait optimisée dans la partie précédente, pour laquelle nous avons un gain de 97. Cependant, le gain de la structure 2PHOT01 n'est valable qu'en polarisation TM, donc il faut le diviser par 4 pour avoir le gain associé à une onde incidente non polarisée. On trouve alors que le gain de la structure 2PHOT01 est inférieur à celui d'une cavité non structurée qui est technologiquement plus

³celle-ci est aussi l'intensité moyenne dans la couche de semiconducteur dans le cas d'un photodétecteur muni d'une couche AR

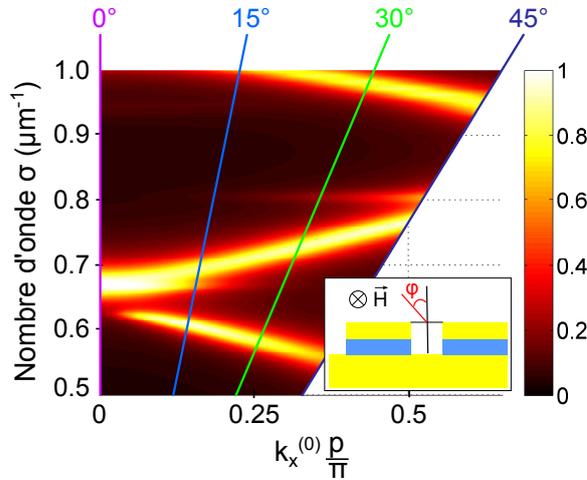


FIGURE 6.12 – Spectre d’absorption de la structure 2PHOT01 en polarisation TM lorsqu’on fait varier l’angle d’incidence entre 0° et 45° dans le plan (xz) . En abscisse, la variable $k_x^{(0)} = k_0 \sin(\varphi)$ est la projection du vecteur d’onde incident sur l’axe x . La flèche blanche indique un pic de résonance à $1.49 \mu\text{m}$ ($0.67 \mu\text{m}^{-1}$) dont la position ne dépend pas de l’angle et qui décroît rapidement lorsque l’angle augmente.

simple à fabriquer.

Tolérance angulaire

Nous avons calculé le spectre d’absorption de la structure pour des angles allant de 0° à 45° dans le plan (xz) en polarisation TM, c’est-à-dire lorsque le champ magnétique est parallèle aux fentes d’air. Les valeurs sont tracées sur la figure 6.12 en fonction de la variable $k_x^{(0)} p / \pi$ en abscisse, où $k_x^{(0)} = k_0 \sin(\varphi)$ est la projection du vecteur d’onde incident dans le plan horizontal, et du nombre d’onde $1/\lambda$ en ordonnée. Celles-ci montrent que le pic d’absorption à $1.49 \mu\text{m}$ en incidence normale se dédouble, avec un pic important qui se déplace vers les basses longueurs d’onde, et un autre pic de même intensité qui se déplace vers les hautes longueurs d’onde. On observe également un troisième pic beaucoup plus faible qui subsiste à $1.49 \mu\text{m}$ (indiqué par une flèche sur la figure), et qui décroît rapidement au-delà de $\varphi=15^\circ$. À $\varphi = 15^\circ$, ces pics sont situés respectivement à $1.44 \mu\text{m}$, $1.49 \mu\text{m}$ et $1.65 \mu\text{m}$, et ont des gains moyens respectifs de 240, 113 et 539. La figure 6.13 montre le rapport $I^2(x, z)/I_0^2$ dans le semiconducteur aux trois résonances : bien que le gain de l’A2P soit important à $1.44 \mu\text{m}$ et $1.65 \mu\text{m}$, celle-ci a lieu majoritairement aux interfaces avec le métal, et sur les bords du semiconducteur à $1.65 \mu\text{m}$, soit dans les régions riches en défauts du semiconducteur et susceptible de générer de l’A1P. Elles ne nous intéressent donc pas. En revanche, elle a toujours lieu principalement au centre du semiconducteur à $1.49 \mu\text{m}$, mais le gain est 3 fois moins élevé qu’en incidence normale.

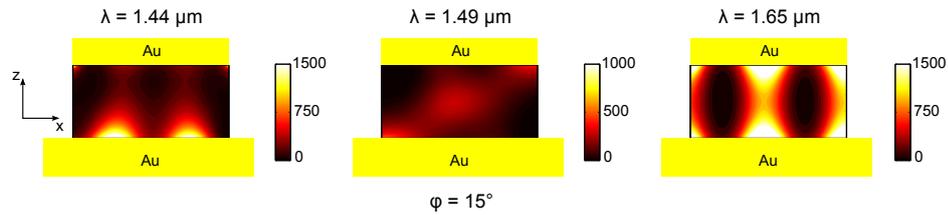


FIGURE 6.13 – Gain local sur l'A2P dans la structure 2PHOT01 aux trois pics d'absorption lorsque $\varphi=15^\circ$.

6.2.4 Résumé / Discussion

La réponse optique de la structure 2PHOT01 sous incidence normale est caractérisée par un pic d'absorption à $1.49 \mu\text{m}$, visible uniquement en polarisation TM. Ce pic d'absorption résulte de la superposition de deux résonances de Fabry-Perot, impliquant respectivement le mode 1 de la cavité et le mode 2 de la cavité avec le mode m_{res} du réseau métallique, ce qui permet de confiner le champ électrique dans le milieu de la couche semiconductrice. Grâce à cela, on favorise l'A2P dans la région nid de la jonction pin, tout en limitant l'A1P liée aux défauts de cristallinité et aux impuretés sur les bords du semiconducteur. Le gain sur l'A2P est de l'ordre de 330 par rapport à un photodétecteur avec couche AR de même épaisseur, mais n'est valable qu'en polarisation TM. Cela veut dire que pour une onde incidente non polarisée, la structure 2PHOT01 a un gain inférieur à une cavité or - GaAs - or non structurée, qui de surcroît demande un effort technologique beaucoup moins important. Hors incidence normale, on perd progressivement la superposition des résonances, si bien que la seule résonance intéressante et qui ne dépend pas de l'angle d'incidence a un gain sur l'A2P qui décroît rapidement. Les deux autres résonances présentent un gain important, mais sont caractérisées par un confinement du champ important sur les bords du semiconducteur, ce qu'on cherche justement à éviter.

6.3 Cavité bimode pour une couche de GaAs uniforme

Dans la deuxième cavité bimode, baptisée 2PHOT02, seule la couche métallique supérieure est structurée, comme sur la figure 6.2(a). Cela permet notamment de s'affranchir des contraintes technologiques soulevées par la gravure du semiconducteur. La cavité consiste en une couche uniforme d'arséniure de gallium, avec un miroir métallique uniforme en face arrière et un réseau métallique 1D en face avant. Elle a été dimensionnée de telle manière à avoir la même épaisseur que la structure 2PHOT01, dans l'éventualité où nous voudrions réaliser ces deux structures sur les mêmes couches épitaxiées d'arséniure de gallium.

6.3.1 Propriétés optiques de la structure 2PHOT02

Description

La structure 2PHOT02 est représentée sur la figure 6.14, avec les dimensions des couches. Les épaisseurs de la couche de semiconducteur et du réseau métallique supérieur sont res-

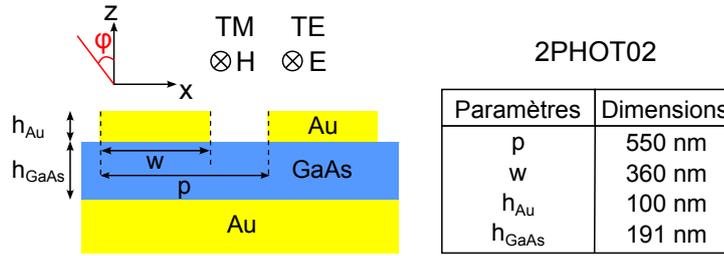


FIGURE 6.14 – Schéma de la microcavité bimode 2PHOT02. L'épaisseur de la couche de GaAs était fixée à 191 nm pour des raisons pratiques, tandis que les paramètres du réseau métallique (p , w et h_{Au}) étaient laissés libres pendant l'étape d'optimisation de la structure.

	mode #	$\lambda = 1 \mu\text{m}$	$\lambda = 2 \mu\text{m}$
réseau métallique (TE)	1	0.0221+1.7941i	0.0572+4.0239i
	2	0.0467+3.9182i	0.1297+8.1163i
réseau métallique (TM)	1	1.1376+0.0059i	1.1261+0.0075i
	2	0.0041+2.3238i	0.0024+5.1199i
GaAs	1	3.0595	3.3411
	2	3.018	1.4354i
	3	3.018	1.4354i
	4	0.9522i	6.4600i
	5	0.9522i	6.4600i

TABLE 6.2 – Tableau des constantes de propagation suivant l'axe z des premiers modes du réseau métallique et de la couche de GaAs à 1 μm et 2 μm , lorsque ceux-ci sont classés du moins évanescent au plus évanescent.

pectivement $h_{GaAs} = 191$ nm comme pour la structure 2PHOT01, et $h_{Au} = 100$ nm. Le réseau métallique est composé de murs métalliques de largeur $w = 360$ nm et de période $p = 550$ nm, soit un taux de remplissage $f = w/p = 65$ %. Dans la partie 6.1.3, nous avons déterminé que la période devait être comprise entre 440 nm et 800 nm pour qu'il n'y ait que deux modes de propagation dans la cavité à 1.49 μm , à savoir le mode fondamental associé à l'ordre 0, et le mode résultant de la combinaison symétrique des ordres ± 1 , donc nous avons bien ici une cavité bimode à cette longueur d'onde. Pour vérifier si c'est le cas pour toutes les longueurs d'onde comprises entre 1 μm et 2 μm . Le tableau 6.2 regroupe les valeurs des constantes de propagation suivant l'axe z des modes les moins évanescents, c'est-à-dire dont la partie imaginaire de k_z est la plus faible, du réseau métallique et de la couche de GaAs aux limites de la gamme spectrale étudiée. Il montre que le premier mode du réseau métallique en polarisation TM a une partie imaginaire très faible, contrairement au premier mode en TE. Dans la couche de GaAs, seuls les trois premiers modes associés aux ordres 0 et ± 1 sont réels à 1 μm , et à 2 μm , les modes 2 et 3 deviennent eux aussi évanescents.

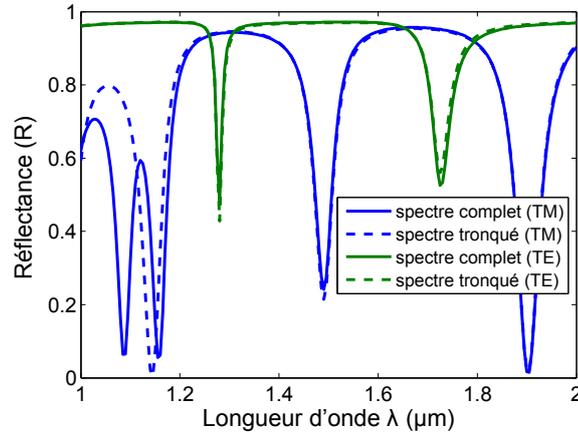


FIGURE 6.15 – Comparaison des spectres complets d'absorption de 2PHOT02 avec les spectres simplifiés, calculés dans BMM lorsqu'on annule les termes de propagation de tous les modes, à l'exception du premier mode du réseau et des deux premiers modes du guide d'onde, pour les polarisations TM (bleu) et TE (vert).

Spectre de réflexion

Les courbes de réflexion sous incidence normale associées aux polarisations TE et TM sont représentées dans la figure 6.15, pour des longueurs d'onde comprises entre 1 μm et 2 μm . Dans cette gamme spectrale, la polarisation TM comprend 4 pics d'absorption à 1.09 μm ($R = 6.5\%$), 1.15 μm ($R = 5.5\%$), 1.49 μm ($R = 21.5\%$), et 1.90 μm ($R = 2\%$), tandis que la polarisation TE en possède 2 à 1.28 μm ($R = 47.5\%$), et 1.73 μm ($R = 53\%$).

Comme pour la structure 2PHOT01, nous avons calculé les courbes de réflexion en ne tenant compte que de la propagation du premier mode du réseau métallique, et des deux premiers modes associés aux ordres 0 et ± 1 (symétrique) de la couche de GaAs (en pointillés sur la figure 6.15). Là encore, la plupart des pics du spectre restent inchangés, à l'exception des résonances TM à 1.09 μm et 1.15 μm . Ces différences disparaissent lorsqu'on prend également en compte la combinaison symétrique des ordres ± 2 de la cavité, qui sont faiblement atténués lors de leur propagation dans la cavité pour des basses longueurs d'onde. On a donc bien une cavité dans laquelle seuls deux modes participent à la propagation de l'onde et à la résonance entre 1.2 μm et 2 μm .

Cartographie du champ électrique

Les cartes de champs $|E^2|$ aux pics d'absorption sont illustrées dans la figure 6.16 pour les 2 polarisations. Dans le cas d'une jonction p-i-n, les résonances à 1.09 μm , 1.15 μm et 1.90 μm sont les moins intéressantes, car l'intensité lumineuse y est la plus forte près des interfaces, alors qu'on souhaite qu'elle soit concentrée dans le milieu de la couche. Pour ces raisons, j'ai préféré écarter ces résonances de mon étude, pour me focaliser sur celles à $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$, 1.49 μm et 1.73 μm , que j'appelle respectivement RES_{1280}^{TE} , RES_{1490}^{TM} et RES_{1730}^{TE} .

Nous pouvons déjà donner une rapide explication du mécanisme de résonance pour ces 3 pics d'absorption en étudiant la distribution du champ dans la couche de semiconducteur. Ainsi, à 1.73 μm , le champ $|E|^2$ est quasiment invariant suivant l'axe horizontal, comme s'il

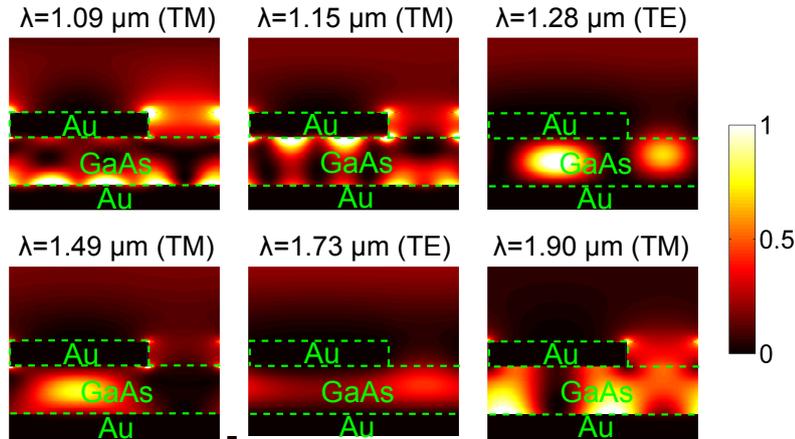


FIGURE 6.16 – Cartographies de l'intensité lumineuse dans une période de la structure 2PHOT02 aux résonances TM (1.09 μm , 1.15 μm , 1.49 μm et 1.90 μm) et TE (1.28 μm et 1.73 μm). Nous nous intéressons essentiellement aux cas où le champ est confiné loin des interfaces, à savoir à 1.28 μm , 1.49 μm et 1.73 μm .

s'agissait d'une résonance du mode fondamental de la cavité. À l'inverse, le champ à 1.28 μm présente deux maxima très marqués et distants de $p/2$ suivant l'axe horizontal, ce qui suggère une variation sinusoïdale du champ typique du mode ± 1 symétrique. Le cas de RES_{1490}^{TM} est plus complexe, puisque le champ suivant x ne varie ni comme le mode fondamental, ni comme les modes ± 1 . On peut donc s'attendre à ce qu'un couplage important entre ces modes soit à l'origine de la résonance.

Influence de l'épaisseur du réseau métallique

L'étude de l'évolution de la réponse optique de la structure 2PHOT01 en fonction de l'épaisseur du réseau métallique avait permis de montrer que celle-ci jouait un rôle important pour une des deux résonances de la structure, en décalant la position spectrale de cette résonance. Sur la figure 6.17, on étudie cette fois le spectre de réflexion de la structure 2PHOT02 lorsqu'on fait varier l'épaisseur h_{Au} entre 50 nm et 150 nm. En polarisation TE, on constate que cela a pour effet de réduire les pics d'absorption, tandis qu'en polarisation TM le pic à 1.49 μm augmente petit à petit. Notons également que la position des résonances RES_{1280}^{TE} et RES_{1490}^{TM} ne change pas, et que l'on observe un shift de seulement 25 nm de la résonance RES_{1730}^{TE} . On en déduit que les mécanismes de résonance sont plutôt à chercher dans le guide d'onde que dans le réseau, et que l'épaisseur du réseau métallique joue plutôt sur la qualité du couplage entre l'onde incidente et la cavité. Cela est simple à expliquer dans le cas de la polarisation TE : nous avons vu que les modes du réseau étaient fortement évanescents, par conséquent plus l'épaisseur du réseau est grande, et plus l'onde est atténuée avant d'arriver dans la cavité. Dans le cas où l'épaisseur est faible, l'onde est mieux couplée à la cavité, ce qui explique pourquoi à la résonance, les pics d'absorption sont plus importants pour $h_{Au} = 50$ nm.

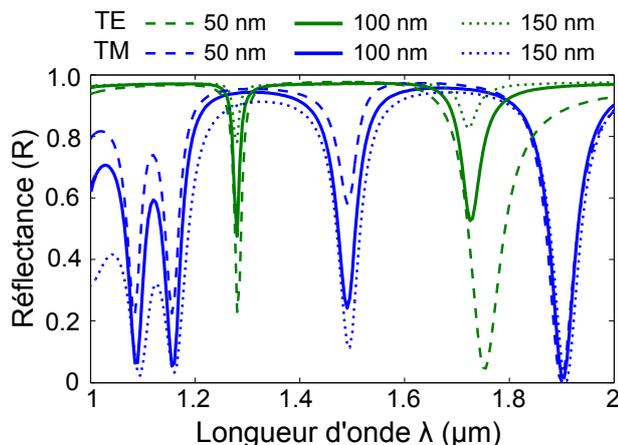


FIGURE 6.17 – Spectres de réflexion lorsque l'épaisseur du réseau de la structure 2PHOT02 (initialement à 100 nm) varie, en polarisation TE (vert) et TM (bleu).

6.3.2 Mise en évidence des résonances de cavité

Dans cette partie, nous mettons en évidence les mécanismes induisant les résonances RES_{1280}^{TE} , RES_{1490}^{TM} et RES_{1730}^{TE} dans la structure 2PHOT02. Dans la partie précédente, nous formulons déjà l'hypothèse que l'on avait affaire à des résonances de type Fabry-Perot des ordres 0, +1 et -1 dans le guide d'onde grâce à l'étude de la cartographie du champ électrique : nous avons alors fait la supposition que RES_{1280}^{TE} était lié à une résonance du mode symétrique ± 1 , RES_{1730}^{TE} à une résonance du mode fondamental, et RES_{1490}^{TM} à une résonance des 2 modes de propagation excités. Pour confirmer ces hypothèses, nous partons de l'étude des variations de phase des modes propagatifs du guide d'onde pour mettre en évidence des résonances de type Fabry-Perot. Je montre dans un premier temps qu'on peut construire un graphe de fluence illustrant simplement les chemins de propagation de l'onde dans la structure 2PHOT02 avec seulement 3 modes du réseau et du guide d'onde. Dans un deuxième temps, nous identifions les boucles du guide d'onde à l'aide du graphe, et nous analysons les variations de la phase sur ces boucles, en distinguant les cas avec et sans couplage entre le mode fondamental et les ordres ± 1 .

Construction du graphe de fluence de 2PHOT02

On a montré grâce à la figure 6.15 que seul le premier mode du réseau et les modes associés aux ordres 0 et ± 1 jouent un rôle prépondérant dans la réponse optique de la structure entre 1.2 μm et 2 μm . Par conséquent, nous pouvons construire le même type de graphe de fluence que pour la structure 2PHOT01, illustrant la propagation de l'onde dans la structure suivant les modes m_{res} , 0 et ± 1 (voir figure 6.18). Les interfaces sont notées respectivement α , β et γ . Les coefficients associés aux différents chemins correspondent aux coefficients de réflexion ou de transmission aux interfaces, ou aux termes associés à la propagation de l'onde entre 2 interfaces. Par exemple, $t_{CB}(\pm 1)$ est le coefficient de transmission du mode m_{res} de la couche B vers le mode ± 1 de la couche C, et $p_0 = \exp(ik_z(0)h_C)$ est le facteur de propagation du mode 0 entre les interfaces β et γ . On distingue facilement les 3 boucles

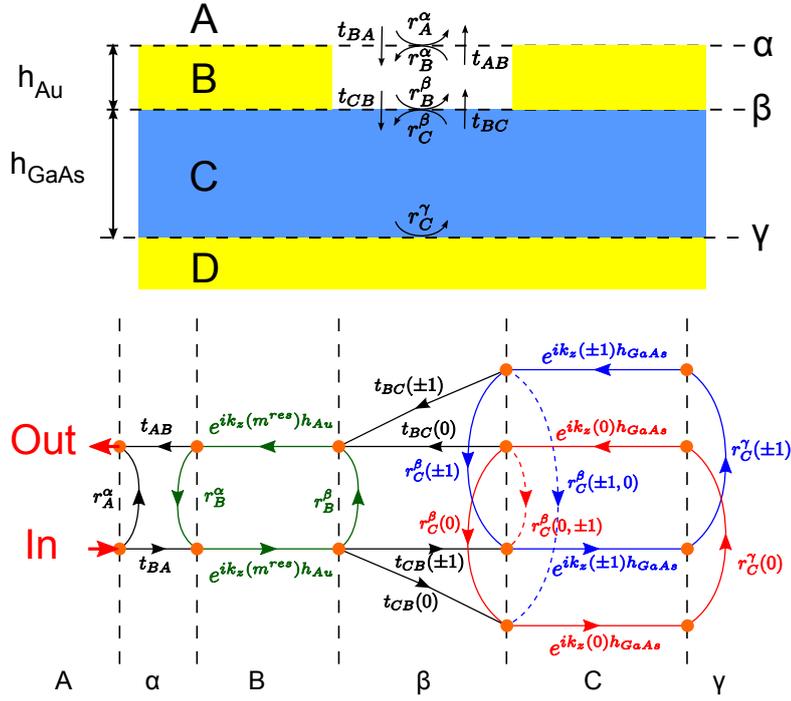


FIGURE 6.18 – (a) Schéma de la structure 2PHOT02 sur lequel sont notés les termes de réflexion et de transmission aux interfaces α , β et γ , et (b) le graphe de fluence associé à la propagation de l'onde incidente dans les modes $m_{res}, 0$ et ± 1 de la structure. Les chemins propres aux boucles des modes $m_{res}, 0$ et ± 1 sont colorés respectivement en vert, rouge et bleu. En pointillés, les chemins relatifs aux termes de couplage entre les modes 0 et ± 1 à l'interface β .

principales correspondant aux aller-retours du mode m_{res} dans le réseau (vert) et des modes 0 (rouge) et ± 1 (bleu) dans le guide d'onde, ainsi que les 2 chemins couplant les modes 0 et ± 1 à l'interface β , auxquels sont associés les coefficients de réflexion $r_C^\beta(0, \pm 1)$ et $r_C^\beta(\pm 1, 0)$.

Analyse de la phase des boucles dans le guide d'onde

On veut caractériser des résonances de cavité du guide d'onde, ce qui revient à calculer la variation de la phase de l'onde associée aux modes 0 et ± 1 après un aller-retour dans la couche de semiconducteur. Si l'on se réfère à la figure 6.18, l'amplitude de l'onde associée au mode 0 après un aller-retour dans la couche est pondérée par le facteur :

$$F_{AR}(0) = (r_C^\beta(0) + r_C^\beta(0)^{ind})p_0 r_C^\gamma(0)p_0, \quad (6.8)$$

où $r_C^\gamma(0)$ est le coefficient de réflexion du mode 0 à l'interface γ , et $\exp(ik_z^{(0)}h_{GaAs})$ est le terme de propagation du mode 0 entre ces deux interfaces. Le coefficient de réflexion indirect $r_C^\beta(0)^{ind}$ prend en compte la réflexion du mode 0 dans le mode ± 1 à l'interface β , puis la réflexion du mode ± 1 dans le mode 0 à la même interface après de multiples aller-retours

dans la couche du guide d'onde :

$$r_C^\beta(0)^{ind} = \frac{r_C^\beta(\pm 1, 0)p_{\pm 1}r_C^\gamma(\pm 1)p_{\pm 1}r_C^\beta(0, \pm 1)}{1 - p_{\pm 1}r_C^\gamma(\pm 1)p_{\pm 1}r_C^\beta(\pm 1)}. \quad (6.9)$$

De même pour le mode ± 1 , le facteur de pondération est le suivant :

$$F_{AR}(\pm 1) = (r_C^\beta(\pm 1) + r_C^\beta(\pm 1)^{ind})p_{\pm 1}r_C^\gamma(\pm 1)p_{\pm 1}, \quad (6.10)$$

avec :

$$r_C^\beta(\pm 1)^{ind} = \frac{r_C^\beta(0, \pm 1)p_0hr_C^\gamma(0)p_0r_C^\beta(\pm 1, 0)}{1 - p_0r_C^\gamma(0)p_0r_C^\beta(0)}. \quad (6.11)$$

Les termes $r_C^\beta(0)^{ind}$ et $r_C^\beta(\pm 1)^{ind}$ peuvent être considérés comme les termes de couplage entre les modes 0 et ± 1 à l'interface β .

Tracé des résonances de phase du graphe de fluence

Sur la figure 6.19, nous avons tracé la phase des coefficients $F_{AR}(0)$ et $F_{AR}(\pm 1)$ en polarisation TE et TM, que nous comparons sur la même figure aux valeurs obtenues dans l'hypothèse d'un couplage faible (en pointillés), *i.e.* lorsque $r_C^\beta(\pm 1)^{ind} = 0$ et $r_C^\beta(0)^{ind} = 0$.

En polarisation TE, les courbes sont très similaires avec ou sans terme de couplage. Celui-ci n'induit de variation sur la phase d'une boucle que lorsque l'autre boucle résonne, c'est-à-dire lorsque sa phase est égale à 0 (modulo 2π). La résonance RES_{1280}^{TE} peut être attribuée à la boucle ± 1 , et la résonance RES_{1730}^{TE} à la boucle 0. En polarisation TM, nous observons au contraire une grande différence entre les courbes avec ou sans couplage, signe que celui-ci joue un rôle plus important. En présence de couplage, les deux boucles ont une phase égale à 0 (modulo 2π) près de $1.49 \mu\text{m}$, et coïncident avec la résonance RES_{1490}^{TM} . On peut donc supposer qu'il s'agit d'une résonance simultanée de ces deux modes.

Cette analyse vient étayer les observations faites précédemment lors de l'étude des cartes de champs. Nous avons évoqué la possibilité de résonances non couplées en polarisation TE et d'une résonance couplée en polarisation TM, simplement en comparant les cartes de champ aux résonances aux variations du champ pour chacun des modes.

6.3.3 Gain et tolérance angulaire de la structure

Gain sur le signal à 2 photons aux résonances

Comme pour la structure 2PHOT01, nous calculons le gain sur l'A2P de la structure comme le rapport de la moyenne de $\langle I^2 \rangle$ dans le volume de semiconducteur par le carré de l'intensité I_0 de l'onde incidente. Les valeurs obtenues du gain (voir tableau 6.3) varient entre 104 et 597, avec respectivement 348, 249 et 104 pour les résonances RES_{1280}^{TE} , RES_{1490}^{TM} et RES_{1730}^{TE} que nous avons sélectionnées. Il n'y a donc pas d'amélioration du gain par rapport à la structure 2PHOT01. De plus, ces valeurs ne sont valables que pour une polarisation, et doivent être divisés par 4 pour avoir le gain pour une onde incidente non polarisée. Nous sommes alors en-deçà des performances d'une cavité non structurée or-GaAs-or.

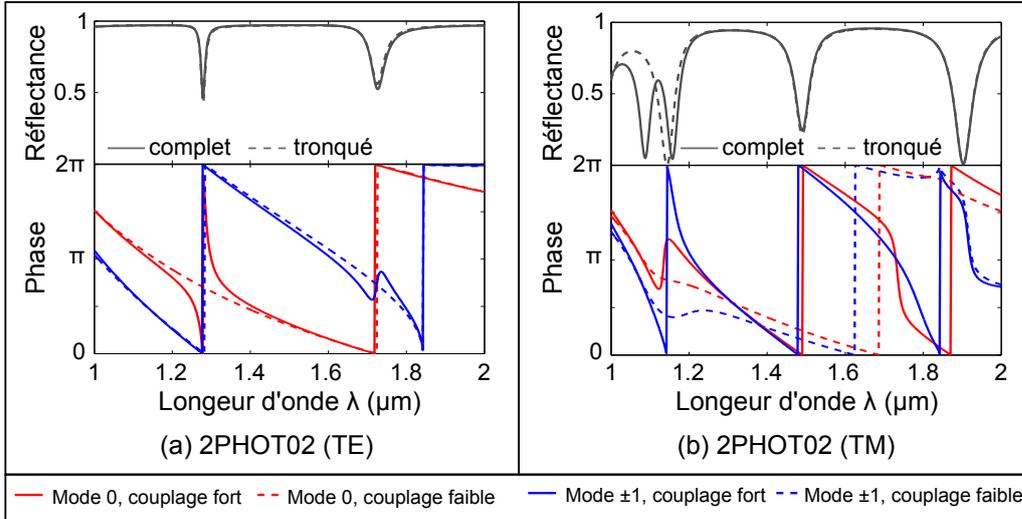


FIGURE 6.19 – Variation de la phase des coefficients associés aux boucles des modes 0 (rouge) et ± 1 (bleu). En pointillés, les cas où le couplage entre les modes est supposé faible ($r_C^\beta(\pm 1)^{ind} = r_C^\beta(0)^{ind} = 0$). En gris figurent également les courbes de réflexion de la structure 2PHOT02 obtenues en prenant en compte tous les modes calculés par BMM (trait continu) ou seulement les modes m^{res} , 0 et ± 1 (pointillés).

λ (μm)	1.09	1.15	1.28	1.49	1.73	1.90
Polarisation	TM	TM	TE	TM	TE	TM
G_{D2P}	423	771	348	249	104	597

TABLE 6.3 – Gain sur l'A2P de la structure 2PHOT02 par rapport à un détecteur muni d'une couche d'AR de même épaisseur que la cavité.

Tolérance angulaire

Jusqu'ici, nous avons étudié les propriétés optiques de la structure 2PHOT02 sous incidence normale, et avons pu évaluer le comportement de la structure en fonction du mode 0 et du mode ± 1 associé à la combinaison symétrique des ordres +1 et -1. Cependant, lorsque l'angle d'incidence est non nul ($\varphi \neq 0^\circ$), les ordres diffractés +1 et -1 ne sont plus dégénérés ; la constante de propagation suivant l'axe z de chacun des ordres s'écrit :

$$k_z^{(+1)} = k_0 \sqrt{n_{GaAs}^2 - (\sin(\varphi) + \lambda/p)^2}, \quad (6.12)$$

$$k_z^{(-1)} = k_0 \sqrt{n_{GaAs}^2 - (\sin(\varphi) - \lambda/p)^2}, \quad (6.13)$$

ce qui veut dire que toute résonance impliquant directement ces deux modes en incidence normale donnera lieu à deux résonances à deux longueurs d'onde distinctes lorsque $\varphi \neq 0^\circ$. En revanche, toute résonance impliquant directement le mode 0 ne devrait pas être influencée par l'angle d'incidence.

Sur la figure 6.20 sont représentés les spectres d'absorption de la structure dans les deux polarisations lorsqu'on fait varier l'angle d'incidence φ de 0   45 degrés dans le plan (xz) . En

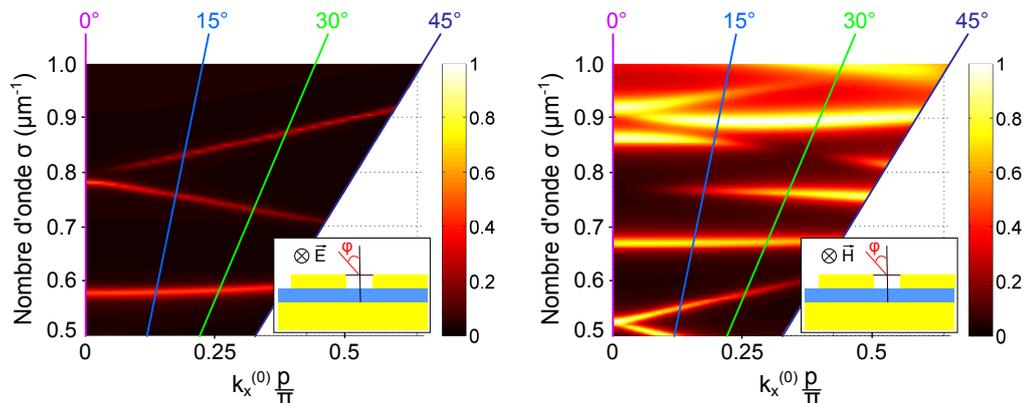


FIGURE 6.20 – Spectres d’absorption de la structure 2PHOT02 en polarisation TE (gauche) et TM (droite) lorsqu’on fait varier l’angle d’incidence entre 0° et 45° dans le plan (xz) . En abscisse, la variable $k_x^{(0)} = k_0 \sin(\varphi)$ est la projection du vecteur d’onde incident sur l’axe x .

polarisation TE, le pic initialement à $1.73 \mu\text{m}$ ne varie pas en fonction de φ , tandis que le pic à $1.28 \mu\text{m}$ se dédouble, avec un pic se déplaçant vers les basses longueurs d’onde et l’autre vers les hautes longueurs d’onde. L’analyse des résonances avaient permis de les identifier comme étant des résonances respectives du mode 0 et du mode ± 1 , ce que confirment ces observations. En polarisation TM, le pic à $1.49 \mu\text{m}$ ne varie pas en fonction de φ , ce qui suggère que la résonance RES_{1490}^{TM} correspond à une résonance du mode 0. Or, nous supposons plus tôt qu’il s’agissait d’une résonance simultanée du mode 0 et du mode ± 1 , car les deux modes présentaient la même variation de phase égale à 0 (modulo 2π) à cette longueur d’onde.

Les résonances qui nous intéressent le plus sont celles qui dépendent peu de l’angle d’incidence, ce qui nous laisse avec RES_{1730}^{TE} et RES_{1490}^{TM} . Notons que ce dernier a un gain deux fois plus important que celui associé à RES_{1730}^{TE} en incidence normal. Par ailleurs, ce gain décroît lentement avec l’angle d’incidence, puisqu’il est respectivement égal à 249, 234 et 210 à 0° , 15° et 30° .

Résumé

La structure 2PHOT02 présente plusieurs résonances dans la gamme spectrale de l’étude. Si toutes donnent des gains sur l’A2P compris entre 104 et 771, leurs propriétés sont toutefois très différentes. Les résonances dont le gain est le plus élevé ($\sim 1.1 \mu\text{m}$ et $1.9 \mu\text{m}$) ne sont présentes qu’en polarisation TM, et sont caractérisées par une forte localisation du champ sur les bords de la couche semiconductrice, près des interfaces métalliques. À l’inverse, les résonances dont le gain est moins élevé ($1.28 \mu\text{m}$, $1.49 \mu\text{m}$ et $1.73 \mu\text{m}$) sont présentes dans les deux polarisations, et sont caractérisées par une localisation du champ plutôt vers le milieu de la couche semiconductrice. Ces dernières nous intéressent davantage, car elles permettent d’exalter l’A2P dans la couche nid du détecteur.

Grâce à l’analyse des boucles du graphe de fluence, nous avons montré que nous étions

bien en présence de résonances de cavité pour les trois cas les plus intéressants. Les résonances RES_{1280}^{TE} et RES_{1730}^{TE} sont attribuées respectivement aux modes ± 1 et 0 dans la cavité, qui résonnent individuellement en raison d'un couplage faible à l'interface avec le réseau métallique. En revanche, nous sommes moins certains de la nature de la résonance RES_{1490}^{TM} : il pourrait s'agir soit d'une résonance collective des deux modes, soit d'une résonance du mode 0 qui exalte en même temps le mode ± 1 grâce à un couplage fort en polarisation TM. Quoi qu'il en soit, on a une forte contribution des deux modes liée à un couplage important à l'interface avec le réseau métallique, qui donne lieu à un confinement important du champ dans une demi-période du réseau.

L'étude de la réponse angulaire de la structure a mis en évidence des comportements différents. Les résonances RES_{1730}^{TE} et RES_{1490}^{TM} ne dépendent pas de l'angle d'incidence. Ce n'est pas le cas de RES_{1280}^{TE} , qui se dédouble lorsqu'on lève la symétrie de la structure.

Lorsqu'on compare toutes ces propriétés, on voit que la résonance RES_{1490}^{TM} constitue le meilleur compromis entre le gain, la localisation de l'A2P dans le semiconducteur, et la dépendance angulaire.

6.4 Conclusion et Perspectives

Nous avons dimensionné et analysé les propriétés optiques de deux cavités bimodes à base d'arséniure de gallium, à l'aide de la méthode numérique BMM. L'objectif était d'évaluer les performances de ces structures pour de la D2P, en vue de la réalisation technologique d'un premier démonstrateur. Nous cherchions ainsi à obtenir des résonances permettant d'induire une forte augmentation de l'A2P dans la région nid d'une jonction pin, et dépendant peu de l'angle d'incidence. Les deux structures ont été dimensionnées selon plusieurs critères, en particulier celui de n'avoir que deux modes de propagation symétriques présents à $\lambda \sim 1.49$ μm . Lors de l'étude des résonances, nous avons cherché à en déterminer les mécanismes, en nous aidant du formalisme des graphes de fluence. Nous avons également évalué l'amélioration des performances des structures en terme de D2P, en analysant le gain sur l'A2P et la localisation de ce gain dans la couche semiconductrice, ainsi que son évolution en fonction de l'angle.

Les deux structures, baptisées 2PHOT01 et 2PHOT02, sont composées d'un miroir d'or massif en face arrière, et d'un réseau lamellaire or - air en face avant. Le milieu dans la cavité consiste en une couche d'arséniure de gallium, structurée comme le miroir d'or pour la structure 2PHOT01, et uniforme pour la structure 2PHOT02. Dans le cas de la structure 2PHOT01, nous obtenons un gain important de l'A2P à $\lambda = 1.49$ μm ($G_{D2P}=330$) en polarisation TM. Celui-ci vient de la superposition de deux résonances de type Fabry-Perot, chacune impliquant un mode de la cavité, et est caractérisé par une amplification du champ EM principalement loin des bords du semiconducteur. Hors incidence normale, on perd rapidement cette superposition, et le gain sur l'A2P devient négligeable au-delà de 15° . En comparaison, la structure 2PHOT02 présente plusieurs résonances, dépendant fortement de la polarisation, et ayant des propriétés très variées. Parmi celles-ci, la résonance à $\lambda = 1.49$ μm est la plus intéressante, car elle présente un gain important ($G_{D2P}=249$) et une bonne localisation du champ vers le milieu du semiconducteur. L'analyse de cette

résonance suggère qu'elle résulte d'une résonance de type Fabry-Perot d'au moins un des deux modes, avec une forte exaltation des deux modes liée à un couplage important au niveau du réseau métallique. Par ailleurs, elle présente une très bonne tolérance angulaire, avec un gain toujours important ($G_{D2P} > 200$) à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ pour un angle de 30° . Ces qualités doivent néanmoins être pondérées par quelques éléments pratiques. Une première analyse du gain montre une faible amélioration par rapport à une cavité non structurée or - GaAs - or. Celle-ci a un gain de 97 qui ne dépend pas de la polarisation, et est beaucoup plus facile à réaliser expérimentalement que nos deux structures. De plus, la fabrication de ces structures pose certains défis technologiques, en raison des structurations très fines que l'on souhaite obtenir. Ainsi, dans le cas de la structure 2PHOT01, l'étape la plus délicate consiste à graver des fentes d'air très fines ($< 100 \text{ nm}$) avec de très bons rapports d'aspect, ce que nous ne savons pas faire pour le moment. Ce domaine de recherche reste toutefois intéressant à défricher, et nous avons fait le choix de poursuivre nos investigations.

Pour conclure, les deux structures présentent une résonance à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$ en polarisation TM avec des propriétés intéressantes pour de la D2P. Ces propriétés incluent une forte augmentation de l'A2P dans le semiconducteur et une bonne localisation du champ dans le milieu de la couche semiconductrice, avec de surcroît une excellente tolérance angulaire pour la résonance de la structure 2PHOT01. Fait intéressant, les propriétés de ces deux résonances s'expliquent par un couplage important entre les modes au niveau du réseau métallique en polarisation TM.

Enfin, bien que le gain soit important pour ces résonances, il ne garantit pas pour autant que le courant généré sera suffisant pour pouvoir être mesuré expérimentalement. Dans la partie 5.1.2, nous avons établi une formule donnant le courant dans un détecteur d'épaisseur L en fonction de l'intensité en entrée du milieu semiconducteur. Pour un détecteur muni d'une couche antireflet, l'intensité est la même que dans l'air, soit I_0 :

$$J = \eta_{int} \frac{eS}{2\frac{hc}{\lambda}} \beta I_0^2 L, \quad (6.14)$$

où S est la surface du détecteur et $\beta = 22 \text{ cm.GW}^{-1}$ pour du GaAs [83]. Pour calculer le courant dans nos cavités, il nous suffit de remplacer le terme L par le terme $G_{D2P} h_{GaAs}$, où G_{D2P} est le gain sur l'A2P, et h_{GaAs} l'épaisseur de la cavité. On obtient :

$$J_{cavité} = \eta_{int} \frac{eS}{2\frac{hc}{\lambda}} \beta I_0^2 G_{D2P} h_{GaAs}. \quad (6.15)$$

On se place dans l'hypothèse où le rendement quantique de la structure est $\eta_{int} = 100\%$ (*i.e.* une paire de photons absorbés génère un électron de conduction) et la taille des dispositifs du démonstrateur est de $20 \times 20 \mu\text{m}$. La figure 6.21 donne le courant généré par un des dispositifs en fonction de la puissance incidente $I_0 S$: d'après la courbe, une puissance de 25 mW permet de générer 10^{-12} A dans le détecteur, ce qui est extrêmement faible. Pour avoir une telle puissance, nous devons utiliser une source laser à impulsions, qui permet d'avoir des densités énergétiques de cet ordre. De plus, pour pouvoir mesurer des courants de cet ordre de grandeur, il faut que le bruit lié au courant d'obscurité dans le détecteur soit extrêmement faible. Ces aspects seront étudiés plus en détails dans le chapitre suivant,

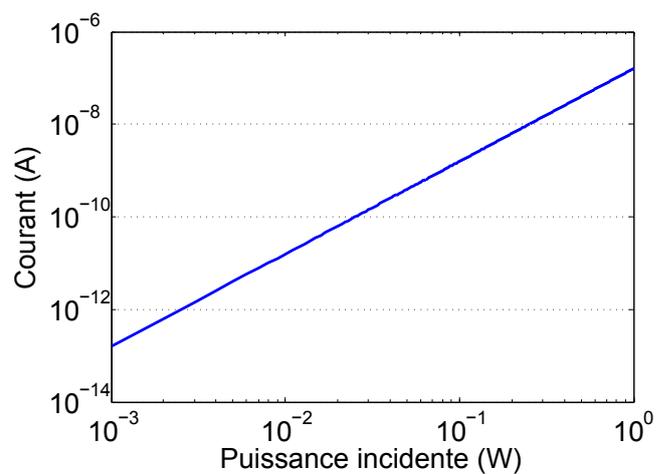


FIGURE 6.21 – Courant généré par A2P dans un détecteur en fonction de la puissance incidente, pour un dispositif de taille $20 \times 20 \mu\text{m}$ inspiré de la structure 2PHOT02, à la résonance à $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$.

avec la réalisation d'un démonstrateur basé sur la structure 2PHOT02.

Chapitre

7

Réalisation technologique (GaAs)

Sommaire

7.1 Fabrication	113
7.1.1 Report sur Pyrex	115
7.1.2 Retrait de substrat	116
7.1.3 Dépôt du réseau métallique	117
7.1.4 Fonctionnalisation des détecteurs	118
7.1.5 Observations	119
7.2 Caractérisations optiques et électriques	119
7.2.1 Caractéristique courant-tension des diodes	119
7.2.2 Mesures optiques sur banc FTIR	122
7.2.3 Mesure du signal de détection à 2 photons	123
7.3 Conclusion	125

DANS LA PREMIÈRE PARTIE de cette étude, nous avons analysé numériquement les propriétés optiques de cavités métalliques structurées pour de la D2P. Cela nous a permis de dimensionner deux cavités bimodes à base d'arséniure de gallium et résonant autour de $\lambda = 1.49 \mu\text{m}$, dont le gain théorique de l'A2P est de plus de deux ordres de grandeur. Ce gain important démontre le potentiel de ces structures pour la détection à 2 photons, et offre de nouvelles perspectives en termes de détection à faible bruit. Dans ce chapitre, nous passons à la deuxième partie de l'étude, qui consiste à évaluer la faisabilité expérimentale de ces concepts. Pour cela, nous avons fabriqué un premier démonstrateur inspiré de la cavité 2PHOT02. La réalisation du démonstrateur a d'abord nécessité d'optimiser les diverses étapes du procédé de fabrication, et plus spécifiquement celles qui permettent d'obtenir les structurations fines de la cavité. Nous avons ensuite procédé à la caractérisation des propriétés optiques et électroniques du démonstrateur.

7.1 Fabrication

Des dispositifs ont été fabriqués à partir d'un wafer de 2" en GaAs baptisé C8T92, qui a été réalisé au LPN selon la technique d'épitaxie par jets moléculaires (EJM) par Aristide Lemaître. Les caractéristiques (composition, épaisseur, dopage) des différentes couches du wafer sont détaillées dans le tableau 7.1. La couche active consiste en une jonction de type PIN dans laquelle la zone nid fait 60 nm d'épaisseur, pour une épaisseur totale de la jonction de 190 nm. Entre le substrat et la couche active, un ensemble à trois couches (2 couches d'arrêt en AlGaAs + 1 couche intermédiaire en GaAs) sert à protéger la couche active

Couche	Matériau	Dopage (cm^{-3})	Épaisseur (nm)
Contact P	GaAs :C	$p=1.10^{19}$	50
Zone active	GaAs	nid	60
Contact N	GaAs :Si	$n=5.10^{18}$	80
Couche d'arrêt 1	AlGaAs :Si	$n=5.10^{18}$	300
Couche intermédiaire	GaAs :Si	$n=5.10^{18}$	300
Couche d'arrêt 2	AlGaAs :Si	$n=5.10^{18}$	300
Buffer	GaAs :Si	$n=5.10^{18}$	-
Substrat	GaAs	Type N	-

TABLE 7.1 – Nature des couches épitaxiées.

pendant le retrait du substrat. Le wafer a été scié en une dizaine d'échantillons de taille $9 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$.

Les premières étapes du procédé de fabrication jusqu'à la formation des réseaux métalliques sont présentées sur la figure 7.1, et sont détaillées par la suite. Nous avons réalisé des motifs de deux tailles différentes : d'une part, des réseaux $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ pour des mesures purement optiques, et d'autre part, des réseaux $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ pour des mesures de détection. Pour les réseaux $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, des étapes supplémentaires permettent d'isoler les motifs les uns des autres et de former les contacts électriques sur les bords des réseaux (voir figure 7.2). Là encore, ces étapes sont détaillées plus loin.

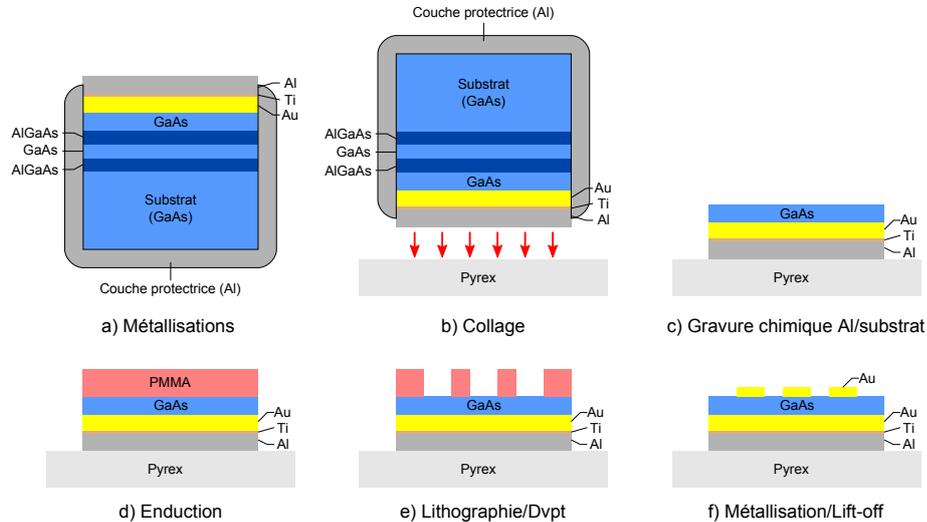


FIGURE 7.1 – Étapes de fabrication de la structure 2PHOT02 précédant la fonctionnalisation du détecteur. (a) Métallisation : Au/Ti/Al (200 nm/20 nm/200 nm) en face avant, et Al (200 nm) en face arrière pour protéger pendant le collage. (b) Collage anodique de l'échantillon sur une lame de pyrex. (c) Gravure chimique de la couche supérieure d'Al, puis du substrat de GaAs et des couches d'arrêt. (d) Enduction de résine PMMA-A5 de 300 nm d'épaisseur. (e) Lithographie électronique (positive) et développement de la résine insolée. (f) Métallisation puis lift-off d'Au (100 nm).

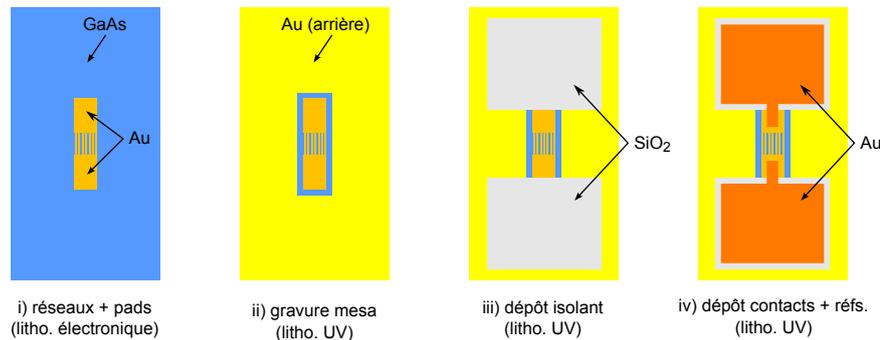


FIGURE 7.2 – Le procédé de fabrication compte 4 étapes de lithographie. La première étape se fait en lithographie électronique et permet de former le réseau métallique et les pads d'or de $20\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ aux extrémités du réseau. Les étapes suivantes (ii-iv) permettent de fonctionnaliser le détecteur et sont réalisées en lithographie UV, avec (ii) la formation des mésas par gravure du GaAs dans les régions sans motifs, (iii) le dépôt de SiO_2 pour éviter le court-circuit entre les contacts, et (iv) le dépôt des contacts supérieurs. Le contact électrique se fait entre l'or en face arrière et un des contacts supérieurs.

7.1.1 Report sur Pyrex

La première étape consiste à déposer le miroir d'or en face avant de l'échantillon, puis à le coller sur une lame de pyrex qui va servir de support au détecteur. Pour cela, on commence par déposer 200 nm d'or, suivi de 20 nm de titane et 200 nm d'aluminium en face avant (côté couche active dopée). On dépose ensuite 200 nm d'aluminium sur l'autre face ainsi que sur les bords de l'échantillon (voir figure 7.1(a)) afin de protéger celui-ci des forts champs électriques durant le collage anodique (voir figure 7.1(b)). On procède au collage dans un bondeur Süss Microtec SB6e : la face avant de l'échantillon est plaquée contre le pyrex, et on vient appliquer une différence de potentiel de l'ordre de 1700 V entre une face du pyrex et l'échantillon aluminisé, tout en chauffant à 200°C . La migration des ions Na^+ dans le verre va former une zone de charge d'espace et la mise en contact électrostatique des deux faces, puis entraîner la formation d'indentations en AlO dans le pyrex qui permettent de maintenir solidement l'échantillon sur son support.

L'étape de collage joue fortement sur la qualité de l'échantillon. Les surfaces à coller doivent être aussi planes que possible, sous peine d'exercer des contraintes mécaniques trop importantes sur l'échantillon lorsqu'il est plaqué sur le pyrex, et de provoquer des clivages ou des dislocations suivant les axes cristallins du GaAs. De même, la présence de poussières résiduelles sur le pyrex ou l'échantillon peuvent également provoquer des dislocations. Ces défauts augmentent par la suite le risque de gravure de la couche active lors de l'étape de retrait du substrat 7.3, comme nous le verrons plus loin.

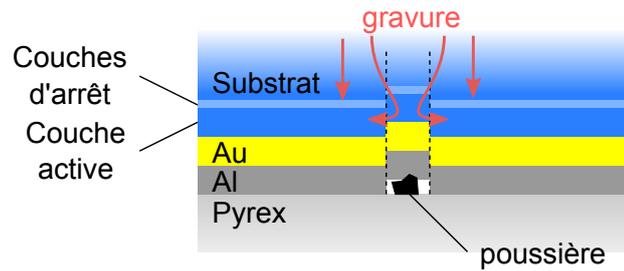


FIGURE 7.3 – Illustration des dislocations induites dans les couches en cas de présence de poussière entre le pyrex et l'échantillon lors du collage anodique. Ces dommages peuvent entraîner une gravure partielle de la couche active lors du retrait de substrat, du fait du passage de la solution de gravure à travers les couches d'arrêt (tricouches AlGaAs/GaAs/AlGaAs).

7.1.2 Retrait de substrat

Une fois le collage réalisé, il faut enlever le substrat de GaAs qui a servi à la croissance épitaxiale de la couche active (figure 7.1(c)). Les bords de l'échantillon sont d'abord protégés par de la cire afin que les solutions de gravure ne viennent pas également graver la couche active de GaAs ou la couche d'aluminium qui permet le collage de l'échantillon sur le pyrex. On retire ensuite la couche de protection d'aluminium sur la face supérieure avec une solution de soude (NaOH, 10 %). Enfin, on grave sélectivement les couches de semiconducteur à l'aide de 3 solutions différentes. Ces étapes sont détaillées dans la tableau 7.2, avec les vitesses de gravure correspondantes.

Couche à graver	Épaisseur	Solution	Vitesse de gravure	Durée
GaAs (substrat)	300 μm	$\text{H}_2\text{O}_2/\text{NH}_4\text{OH}$ (20 :1)	3 $\mu\text{m}/\text{mn}$	$\sim 1\text{h}30$
AlGaAs (1)	300 nm	HF (10 %)	30 nm/s	10 s
GaAs (intermédiaire)	300 nm	$\text{H}_2\text{O}_2/\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ (1 :5)	300 nm/mn	1 mn
AlGaAs (2)	300 nm	HF (10 %)	30 nm/s	10 s

TABLE 7.2 – Détail des solutions de gravure sélective pour le retrait du substrat de GaAs et des couches d'arrêt.

Comme il peut arriver que des dislocations de la couche d'arrêt permettent à la solution de gravure d'atteindre la couche active, nous utilisons 2 couches d'arrêt + 1 couche intermédiaire au lieu d'une seule couche d'arrêt. L'intérêt est de pouvoir graver rapidement le substrat de GaAs avec la solution de peroxyde d'hydrogène/ammoniac ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{NH}_4\text{OH}$), puis de changer pour la solution de peroxyde/acide citrique ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) à proximité de la couche active. Comme cette dernière est moins agressive, les dégâts infligés à la couche active sont à priori moins importants. Notons que ces solutions de gravure du GaAs sont hautement sélectives, c'est-à-dire qu'elle grave le GaAs bien plus vite que l'AlGaAs. Le rapport entre les vitesses de gravure du GaAs et de l'AlGaAs sont respectivement 30 et 100 pour la solution de peroxyde d'hydrogène/ammoniac ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{NH}_4\text{OH}$) [112] et pour la solution de peroxyde/acide citrique ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) [113].

Les observations au microscope optique de la couche active après gravure du substrat

montrent que la couche active est partiellement gravée, comme on peut le voir sur la figure 7.4. En effet, là où il ne devrait y avoir qu'une couche uniforme correspondant à la couche active de GaAs, on voit un certain nombre de tâches dorées, celles-ci correspondant à la couche d'or située sous la couche active. Dans le cas où ces tâches sont des cercles, on pense que ce sont des poussières présentes entre le support et l'échantillon au moment du collage qui ont provoqué des dislocations verticales (on voit encore la trace de "poinçon" au centre des cercles).

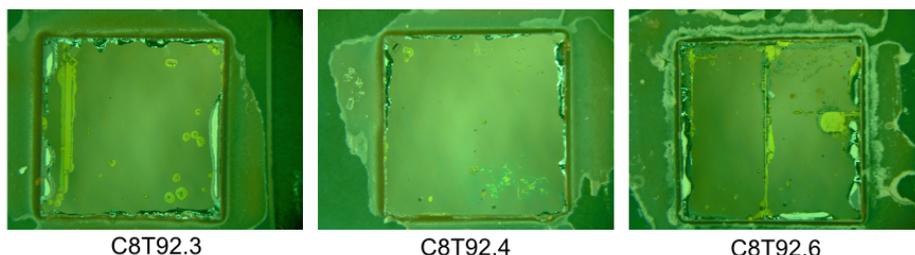


FIGURE 7.4 – Images prises au microscope de 3 échantillons après le retrait de substrat. Les tâches dorées correspondent aux endroits où la couche active a été gravée et où l'on peut voir la couche d'or située en-dessous.

7.1.3 Dépôt du réseau métallique

La procédure habituelle pour déposer une couche métallique structurée sur un échantillon consiste dans un premier temps à former un masque de résine sur l'échantillon par lithographie électronique ou optique (figure 7.1(d)), puis de déposer une couche métallique par-dessus. Après retrait du masque de résine par une étape de lift-off, le métal ne subsiste que dans les régions dépourvues de résine après le développement (figure 7.1(d)). Cette méthode permet d'avoir des murs métalliques droits, tout en protégeant les régions dépourvues de métal.

L'étape de lithographie électronique dans la résine acrylique PMMA permet de raccourcir les chaînes de polymères de la résine en la bombardant à l'aide d'un faisceau d'électron. On retire ensuite la résine insolée dans un bain de développement, qui dissout les chaînes courtes. La lithographie optique met en jeu pour les résines AZ la destruction d'un inhibiteur de dissolution. Naturellement positive, elle peut être inversée par flooding. Elle est moins coûteuse que la lithographie électronique et beaucoup plus rapide (quelques secondes contre quelques heures), car on vient insoler tous les motifs en même temps au lieu de les faire les uns après les autres. Cependant, la résolution n'est pas la même : on est limité à $0.5 \mu\text{m}$ dans le cas de la lithographie optique, contre quelques nm pour la lithographie électronique par contact utilisée au LPN. Pour rappel, le réseau métallique que l'on doit déposer sur la face supérieure de l'échantillon est constitué de murs d'or de 100 nm d'épaisseur et de largeur 360 nm , avec une périodicité de 550 nm , aussi a-t-on choisi de définir les motifs par lithographie électronique.

Le masqueur électronique disponible en salle blanche est le modèle VISTEC EBP5000 plus. La qualité de la lithographie va dépendre de la section du faisceau d'électrons s .

Comme la fréquence f de déplacement d'un pixel à l'autre est limitée, le courant est limité à $I = D \times s \times f$, où D est la dose envoyée. La durée d'insolation est :

$$\begin{aligned} t_{\text{insol}} &= \frac{DS}{I}, \\ &= \frac{S}{sf}, \end{aligned} \quad (7.1)$$

où S est la surface à exposer. Par exemple, pour $S = 1 \text{ cm}^2$, $s = 10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm}$ et $f = 50 \text{ MHz}$, on a $t_{\text{insol}} \sim 5\text{h}30$. Pour $s = 2.5 \text{ nm} \times 2.5 \text{ nm}$, on a $t_{\text{insol}} \sim 90\text{h}$.

S , de la dose envoyée D et du courant I . Le temps d'insolation, qu'on souhaite minimiser autant que possible, s'exprime comme suit :

$$t_{\text{insol}} = \frac{D(\mu\text{C.cm}^{-2}) \times S(\text{cm}^2) \times 1000}{I(\text{nA})} \quad (7.2)$$

La surface totale sur laquelle on souhaite déposer l'or est faible par rapport à la surface totale de l'échantillon, donc on préfère n'insoler que ces régions là en utilisant une résine positive.

Le procédé retenu est le suivant : on enduit l'échantillon d'une résine de polyméthacrylate de méthyle (PMMA-A5) de 300 nm d'épaisseur avec une couche d'aluminium au-dessus. Après insolation, on retire la couche d'aluminium, puis on utilise comme bain de développement un mélange méthylisobutylcétone/isopropanol (1 :3) pour retirer la résine insolée. On dépose ensuite 100 nm d'or, puis on procède au lift-off pour enlever la résine non insolée et le métal qui s'est déposé par-dessus avec une solution de trichloroéthylène à 90°C.

Deux types de motifs sont réalisés en lithographie électronique : d'une part, des réseaux $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ pour des caractérisations purement optiques, et d'autre part, des réseaux $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ pour des caractérisations électroniques des diodes. Comme la largeur des murs métalliques va beaucoup dépendre des paramètres d'insolation et du bain de développement, nous avons défini un grand nombre de motifs où l'on fait varier tant la largeur des murs métalliques que la période du réseau. Par ailleurs, dans le cas des réseaux $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, on dépose également des pads métalliques de $20 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ aux extrémités des réseaux afin de faciliter le contact électrique supérieur (voir figure 7.2(i)).

7.1.4 Fonctionnalisation des détecteurs

Les étapes qui suivent servent à fonctionnaliser les motifs $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ pour en faire des structures détectrices. Dans l'ordre, on forme des mésas de $30 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ autour des motifs et des pads d'or en gravant le GaAs jusqu'à la couche d'or inférieure, qui fera office de contact arrière (figure 7.2(ii)). On dépose ensuite une couche d'isolant de $90 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ de chaque côté du réseau (figure 7.2(iii)), sur laquelle on vient faire un dépôt métallique de $80 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ pour former le contact avant (figure 7.2(iv)). Pour chaque étape, on procède par lithographie optique, car la résolution des motifs ($\sim 1 \mu\text{m}$) est moins importante que pour le réseau métallique. Il est important de préciser que les masques optiques utilisés font que nous avons deux contacts identiques sur la face supérieure du détecteur, mais qu'un seul de ces contacts est connecté lors des mesures optoélectroniques sous pointes. La deuxième

pointe est mise en contact avec la couche métallique inférieure, dont une partie est accessible grâce à la gravure des mésas.

Mésas

On enduit l'échantillon d'une résine optique AZ5214 que l'on recuit pendant 1 mn à 128°C. On l'insole pour créer des masques au-dessus des motifs et des pads d'or. L'échantillon est plongé pendant 1 minute 10 s dans le développeur A826MIF, ce qui enlève tout la résine non insolée, puis rincé à l'eau courante. On grave ensuite le GaAs en dehors des masques formés avec la même solution de peroxyde d'hydrogène / acide citrique (1 :5) utilisée lors du retrait de substrat. Le masque est ensuite retiré dans un bain d'acétone.

Dépôts diélectriques et métalliques

On effectue des dépôts localisés d'une couche d'isolant et de couches métalliques par lift-off. Pour cela, on crée des ouvertures dans la résine optique AZ5214, qu'on utilise cette fois comme résine positive. On insole la résine une première fois avec le masque pendant 3 s, puis on la recuit à 128°C pendant 1 minute, ce qui permet de réticuler la résine insolée. On insole ensuite toute la résine pendant 30 s, puis on enlève la résine qui n'a pas été insolée la première fois dans le développeur A826MIF. Pour la couche isolante, on vient ensuite déposer 400 nm de SiO₂ par pulvérisation cathodique. Pour le contact électrique, on dépose par évaporation une couche d'accroche de 20 nm de titane, suivie d'une couche de 300 nm d'or. L'étape de lift-off se fait ensuite dans un bain d'acétone.

7.1.5 Observations

Avec le procédé décrit, nous avons réalisé sur plusieurs échantillons tout un ensemble de dispositifs constitués de réseaux 20 µm × 20 µm et 100 µm × 100 µm avec différentes périodes et taux de remplissage. La figure 7.5 montre une image des dispositifs 20 µm × 20 µm réalisée au microscope optique ainsi qu'un zoom sur l'un des dispositifs, sur lesquels on distingue clairement les couches issues des différentes étapes de lithographie. Des observations au microscope électronique à balayage (MEB) des réseaux métalliques ont également été effectuées, et ont montré que les réseaux métalliques étaient bien résolus. L'étape de lift-off se fait sans difficultés tant que les fentes du réseau ont une largeur supérieure à 100 nm, ce qui est le cas pour la structure 2PHOT02.

7.2 Caractérisations optiques et électriques

7.2.1 Caractéristique courant-tension des diodes

Nous avons effectué des mesures de la caractéristique courant-tension sous pointe à température ambiante des structures obtenues. Nous voulions vérifier qu'elles se comportent bien comme des photodiodes, et que le courant d'obscurité est suffisamment faible pour nous permettre de mesurer le photocourant généré par A2P.

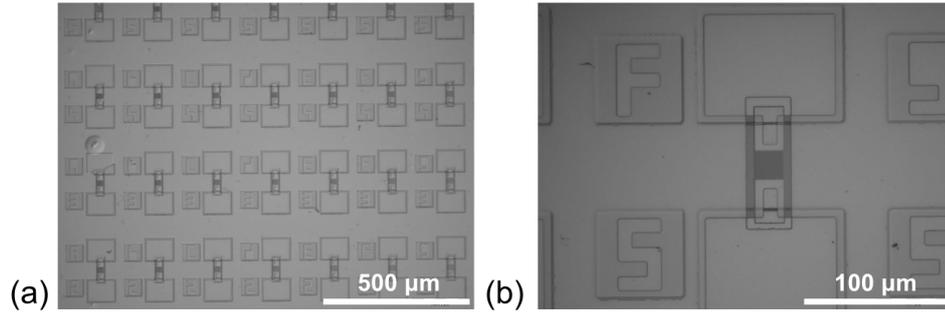


FIGURE 7.5 – Images réalisées au microscope optique des diodes fabriquées sur un des échantillons. Sur l'image (b), on distingue clairement les différentes couches du dispositif F5 obtenues après les diverses étapes de lithographie de la figure 7.2.

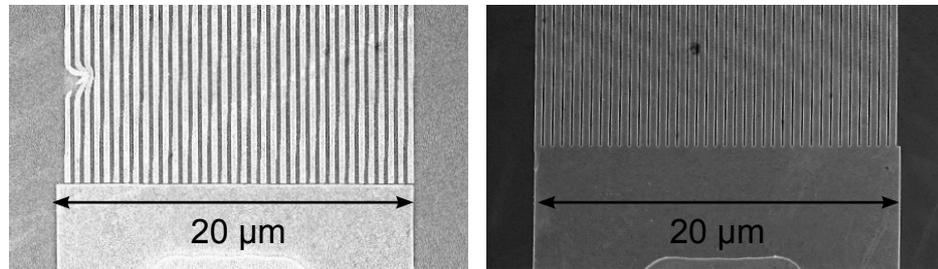


FIGURE 7.6 – Images réalisées au microscope électronique à balayage de réseaux $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ de deux dispositifs ayant des périodes et facteurs de remplissage différents.

Modèle à 2 diodes

Le courant I d'une diode soumise à une tension V dépend de la durée de vie des charges dans le semiconducteur, et donc de la nature des recombinaisons qui y ont lieu. Généralement, on peut associer à chaque type de recombinaison un terme de courant J^r de la forme suivante :

$$J^r(V) = J_s^r \left(e^{\frac{eV}{nk_B T}} - 1 \right), \quad (7.3)$$

où J_s^r est le courant de saturation, et n est un facteur d'idéalité. Pour des diodes en GaAs, les recombinaisons les plus courantes sont les recombinaisons radiatives, qui ont un facteur d'idéalité $n = 1$, et les recombinaisons non radiatives de type SRH, dont le facteur d'idéalité est $n = 2$. Le courant total de ce modèle à deux diodes est ainsi la somme de deux termes :

$$\begin{aligned} J(V) &= J^{rad}(V) + J^{SRH}(V), \\ &= J_s^{rad} \left(e^{\frac{eV}{k_B T}} - 1 \right) + J_s^{SRH} \left(e^{\frac{eV}{2k_B T}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (7.4)$$

Enfin, nous devons tenir compte de l'existence probable d'une résistance en série R_s et d'une résistance en parallèle (*shunt resistance*) R_p , comme sur la figure 7.7. On obtient alors

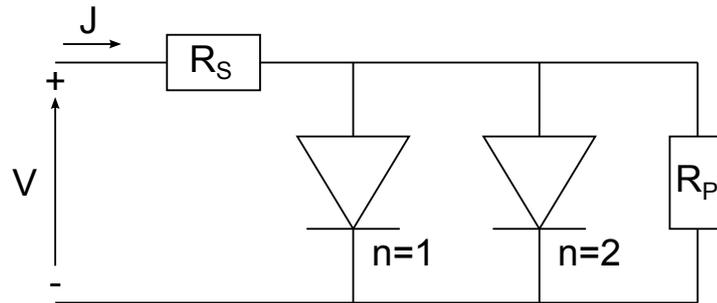


FIGURE 7.7 – Circuit électronique illustrant le fonctionnement du modèle à deux diodes. La diode à $n = 1$ (resp. $n = 2$) est associée au courant généré par les processus de génération-recombinaison radiatives (resp. non radiatives) dans le semiconducteur.

l'équation complète :

$$J(V) = J_s^{rad} \left(e^{\frac{eV - R_s J}{k_B T}} - 1 \right) + J_s^{nr} \left(e^{\frac{eV - R_s J}{2k_B T}} - 1 \right) + \frac{V}{R_p}. \quad (7.5)$$

Résultats

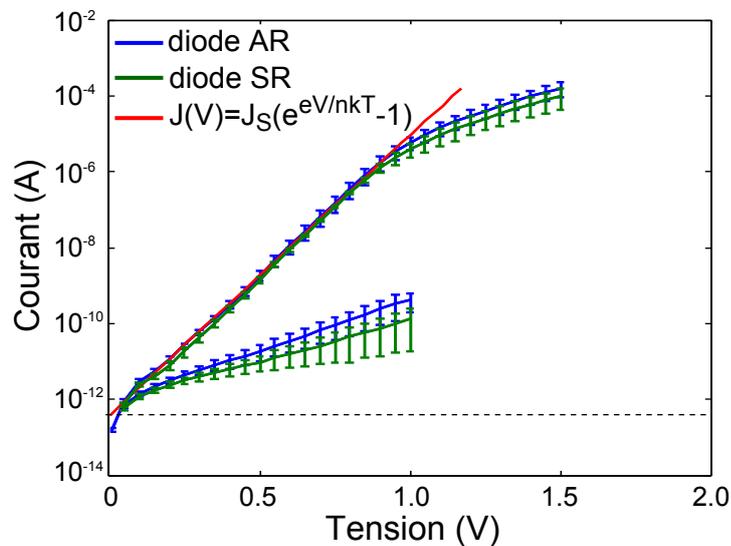


FIGURE 7.8 – Caractéristique courant - tension mesurée sur 10 diodes avec réseau (AR) et 8 diodes sans réseau (SR) de l'échantillon C8T92-4, en valeur absolue. En rouge, la fonction d'interpolation $J(V) = J_s(\exp(eV/nkT) - 1)$ avec $J_s = 0.4$ pA et $n = 2.28$ pour $T = 300$ K.

La figure 7.8 montre la courbe $J(V)$ (en valeur absolue, et en échelle logarithmique pour J) moyennée pour 10 diodes sans réseau, et pour 8 diodes avec des réseaux dont le facteur de remplissage est proche de 0.65, soit le facteur de remplissage du réseau de la cavité 2PHOT02. Les courbes sont quasiment identiques, signe que l'ajout du réseau métallique

en face avant joue peu sur le comportement électrique de la diode. Nous avons interpolé ces courbes en polarisation directe (partie supérieure des courbes) avec une fonction du type $J(V) = J_s(\exp(eV/nkT) - 1)$ entre 0.05 V et 0.8 V, et avons obtenu $J_s = 0.4$ pA et $n = 2.28$ pour $T = 300$ K. Nous en déduisons que le courant aux basses tensions est dominé par les recombinaisons non radiatives liées aux défauts du semiconducteur. En revanche, aux tensions plus élevées et en polarisation inverse, le modèle à 2 diodes ne permet pas d'expliquer le comportement de nos diodes, et nous ignorons pour le moment à quoi cela est dû. En polarisation inverse, cela génère un courant plus important lorsque la tension est élevée, avec $J = 10^{-10}$ A à -1 V. Cela ne nous gênera pas si l'on se place à des basses tensions pour nos mesures, par exemple à $V = -100$ mV, où le courant d'obscurité est de l'ordre de 10^{-12} A. Le bruit de génération-recombinaison associé à ce courant est alors $j_b = \sqrt{2eJ\Delta\nu} \sim 2 \times 10^{-14}$ A pour $\Delta\nu = 1$ kHz, ce qui représente la limite en-dessous de laquelle nous ne pourrions pas mesurer de photocourant. Si l'on se réfère à la figure 6.21 où nous donnions le photocourant attendu en fonction de la puissance lumineuse incidente, la puissance minimale détectable avec nos dispositifs est de l'ordre de 1 mW.

7.2.2 Mesures optiques sur banc FTIR

Nous avons mesuré la réflectance de dispositifs de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ à l'aide d'un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) intégrant une source de type "corps noir". Nous avons utilisé le modèle Bruker Hyperion, qui est doté d'un microscope permettant de focaliser le faisceau sortant sur l'échantillon. Ce système de focalisation fait que l'échantillon est éclairé par un cône de lumière. On éclaire l'échantillon avec un faisceau non polarisé, afin de voir les deux polarisations simultanément. Un détecteur InSb refroidi à l'azote liquide mesure le spectre réfléchi par l'échantillon par rapport au spectre réfléchi par une surface de référence. Ici, nous avons pris comme référence la surface d'or sans motif de l'échantillon, et avons renormalisé les valeurs obtenues en les multipliant par la réflectance théorique de l'interface or-air. La figure 7.9 montre le spectre de réflectance obtenu pour l'un de ces dispositifs. Bien que la courbe soit normalisée, on observe des valeurs supérieures à 100 %. Il se pourrait donc que la surface d'or qui sert de référence absorbe une part plus importante du rayonnement que prévu. La période et le taux remplissage du motif observé sont respectivement 525 nm et 72 % d'après des mesures que nous avons effectuées au microscope électronique à balayage. En faisant correspondre la courbe expérimentale avec les simulations numériques, nous constatons que la période est plutôt de l'ordre de 515 nm, pour un taux de remplissage de 68 %. Par ailleurs, nous avons dû diminuer l'épaisseur de semiconducteur de 191 nm à 184 nm. Ce faisant, nous parvenons à associer tous les pics d'absorption du spectre expérimental aux résonances étudiées dans le chapitre précédent, à l'exception notable du pic d'absorption à $1.15 \mu\text{m}$ sur la courbe simulée, qui n'apparaît pas sur la courbe expérimentale. Pour rappel, ce pic correspond à une résonance en polarisation TM qui est caractérisée par un champ électrique plus important au niveau des interfaces métal - semiconducteur, probablement parce qu'il s'agit d'une résonance plasmonique. Nous pensons donc que cette anomalie provient de défauts au niveau de l'interface, ou à des pertes plus importantes que prévues dans le métal. Par ailleurs, le pic à $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ sur la courbe expérimentale est moins prononcé que sur la courbe simulée. Sur d'autres courbes expéri-

mentales, nous avons pu constater qu'il s'agissait en fait de deux pics très rapprochés. Cela s'explique par la levée de la dégénérescence des modes hors incidence normale, comme nous l'avons montré lors de l'analyse numérique (cf 6.3.3).

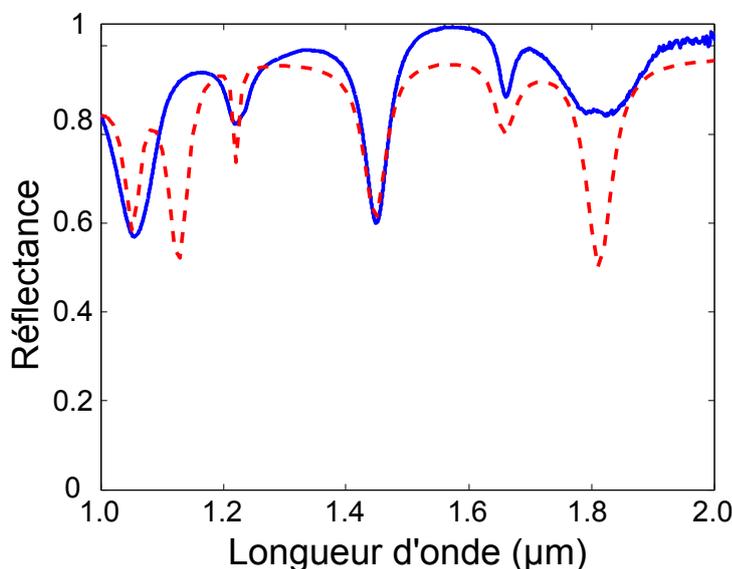


FIGURE 7.9 – Comparaison du spectre de réflectance d'un dispositif de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ mesuré sur banc FTIR (en bleu), et de la courbe simulée (ligne pointillée en rouge). Le pic à $1.15\ \mu\text{m}$ de la courbe simulée n'apparaît pas sur la courbe expérimentale. Nous l'attribuons à des défauts aux interfaces métal-semiconducteur qui viennent altérer cette résonance.

7.2.3 Mesure du signal de détection à 2 photons

Les mesures optiques au FTIR ont permis de valider les simulations numériques, pour ce qui concerne le nombre de résonances et leur position spectrale. Des mesures de la réponse optoélectronique des dispositifs de $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ sont actuellement en cours à l'ONERA, pour vérifier qu'elles induisent bien un gain sur le photocourant généré par A2P. Nous montrons ici les premiers résultats, qui ont été obtenus par Benjamin Vest dans le cadre de sa thèse sur la détection à 2 photons. C'est également lui qui a conçu le montage expérimental associé.

Montage expérimental

Le banc de caractérisation est illustré sur la figure 7.10. La source infrarouge est un oscillateur paramétrique optique (OPO) nanoLevante APE. Il permet de délivrer des impulsions laser d'une durée de 2 ns et puissance moyenne de l'ordre de 20 mW, dont on peut faire varier la longueur d'onde d'émission sur deux plages distinctes, comprises entre $1.45\ \mu\text{m}$ et $1.95\ \mu\text{m}$, et $2.3\ \mu\text{m}$ et $4.2\ \mu\text{m}$. Comme on ne peut observer d'absorption à 2 photons dégénérés dans l'arséniure de gallium au-delà de $1.7\ \mu\text{m}$, seule la résonance autour de $1.49\ \mu\text{m}$ en polarisation TM des dispositifs peut être caractérisée. La puissance crête associée à ces

impulsions est de l'ordre de 600 W pour une fréquence de répétition 15 kHz, ce qui suffit largement pour générer un photocourant par absorption à 2 photons. Le rayonnement est ensuite acheminé au reste du montage optique par une fibre optique en sortie de l'OPO. Le système de focalisation est constitué du collimateur (C) et de la lentille (L1), qui permettent d'obtenir une tache focale de même taille que les dispositifs, soit avec un diamètre d'environ 20 μm . La puissance incidente est modulée entre le collimateur et la lentille à l'aide d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) et d'un cube séparateur de polarisation. La rotation de la lame demi-onde permet de changer la polarisation de l'onde arrivant sur le cube séparateur, qui joue quant à lui le rôle de polariseur. Ainsi, la puissance en sortie P_{out} du cube séparateur est donnée par la loi de Malus :

$$P_{out} = P_{in} \cos^2 \theta , \quad (7.6)$$

où P_{in} est la puissance de l'onde en entrée du cube, et θ est l'angle que fait l'axe de polarisation de l'onde avec celui du cube séparateur. La puissance $P_{in} \sin^2 \theta$ est redirigée vers la lentille (L2) puis focalisée sur une photodiode InGaAs (détecteur A), ce qui permet de déterminer précisément le flux envoyé sur le dispositif. La lame quart d'onde ($\lambda/4$) située après le cube séparateur a son axe de polarisation à 45° par rapport à l'axe de polarisation du cube. Par conséquent, l'onde arrivant sur le dispositif est polarisée circulairement ; celui-ci se comporte comme s'il voyait une onde polarisée à 50 % en TE et à 50 % en TM. Dans l'hypothèse où elle est intégralement réfléchie par le dispositif, elle traverse à nouveau la lame quart d'onde, et arrive sur le cube séparateur avec une polarisation à 90° de son orientation initiale. Elle est alors redirigée par le cube puis focalisée par la lentille (L3) sur une photodiode InGaAs (détecteur B), qui permet de mesurer le flux réfléchi. Le dispositif étudié est connecté à un source-mètre Keithley 6430, qui sert à la fois de source de tension et d'ampère-mètre.

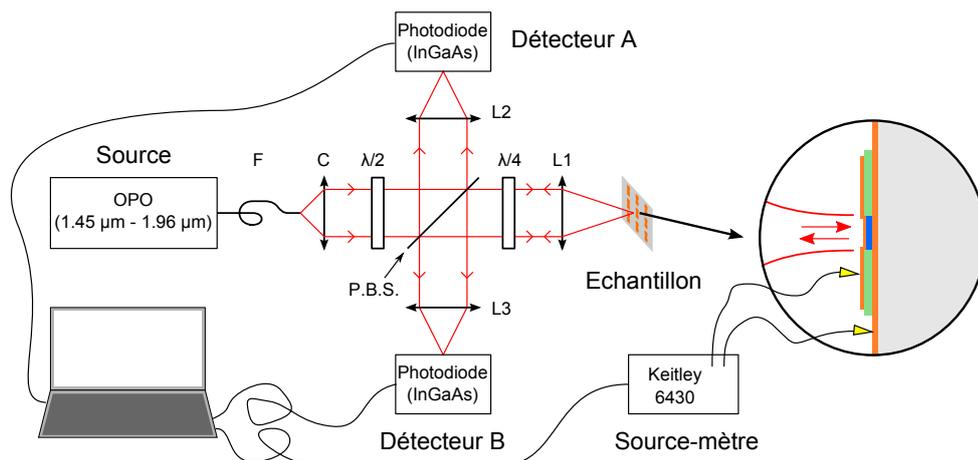


FIGURE 7.10 – Banc de caractérisation optique et électronique des détecteurs 20 μm \times 20 μm .

Résultats

La figure 7.11 montre l'évolution relative du photocourant mesuré sur un des dispositifs en fonction de la fraction de puissance P_{out}/P_{in} que laisse passer le cube séparateur. Nous l'avons mesuré à $\lambda = 1.46 \mu\text{m}$, où se situe une des résonances du dispositif. Le courant d'obscurité est de 80 pA, pour une tension de polarisation de -0.5 V. Au-delà de $1/10^e$ de la valeur de P_{in} , nous mettons en évidence une évolution quadratique du photocourant, symbolisée par la droite rouge de pente 2 en échelle logarithmique. Nous avons donc bien de l'absorption à 2 photons, donnant un photocourant de l'ordre du nA pour une source de puissance moyenne de 20 mW. Nous observons le même comportement hors résonance, mais avec des valeurs de photocourant plus faibles d'au moins un ordre de grandeur. Il semblerait donc que l'absorption à 2 photons soit meilleure lorsque la cavité résonne. Toutefois, à l'heure de ce rapport, nous n'avons pas pu le démontrer de manière rigoureuse, c'est-à-dire en comparant les rendements courant-densité de puissance aux différentes longueurs d'onde. Pour ce faire, il nous reste encore à améliorer la précision sur les mesures de puissances par les détecteurs A et B. Après cela, nous pourrions vérifier que le rendement d'absorption est plus élevé à la résonance, et que le gain associé est le même que dans les simulations numériques, soit proche de 250 (cf tableau 6.3).

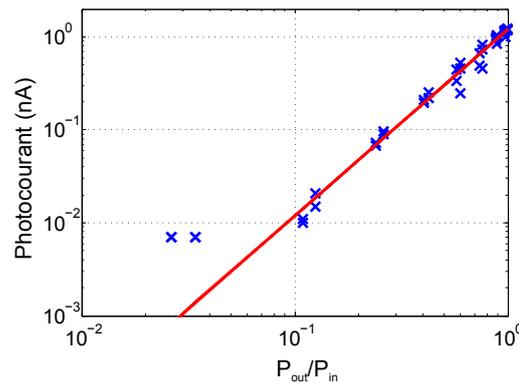


FIGURE 7.11 – Évolution du photocourant en fonction de la fraction de la puissance incidente transmise par le cube séparateur de polarisation, en échelle logarithmique. En rouge, la droite de pente 2 typique de l'absorption à 2 photons, que nous avons obtenue en interpolation la courbe.

7.3 Conclusion

Nous avons fabriqué des dispositifs s'inspirant de la cavité bimode 2PHOT02, afin de démontrer expérimentalement l'amélioration de la détection à 2 photons aux résonances de la cavité. Pour cela, nous avons d'abord optimisé les étapes de fabrication, dans le but d'obtenir les structurations fines des réseaux métalliques. Nous avons ensuite réalisé d'une part des dispositifs de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ pour des tests purement optiques, et d'autre part des dispositifs $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ contactés pour des tests optoélectroniques. Pour les dispositifs optiques, nous avons bien observé les résonances attendues, avec toutefois des

fluctuations sur la position des pics associés, et la disparition d'un pic d'absorption aux basses longueurs d'onde. Nous l'avons attribuée à des défauts importants aux interfaces semiconducteur-métal. Pour les dispositifs optoélectroniques, nous avons vu que la caractéristique de ces diodes ne satisfait pas complètement le modèle de Shockley, mais que le courant d'obscurité reste faible. Le banc de mesure, conçu par Benjamin Vest, nous a permis de mesurer du photocourant généré par A2P à une résonance à $\lambda = 1.46 \mu\text{m}$. Des mesures du rendement courant-densité de puissance seront bientôt réalisées, dans le but d'établir le gain sur l'absorption à 2 photons.

Quatrième partie

**Confinement optique dans un
semiconducteur absorbant.
Application à la détection à
faible flux.**

Chapitre 8

Introduction : détecteurs InGaAs pour la vision nocturne

Sommaire

8.1	Détecteurs InGaAs	129
8.1.1	Propriétés physiques des composés $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	129
8.1.2	Propriétés optiques de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	130
8.1.3	Détecteur InGaAs à faible courant d'obscurité	131
8.2	Dispositifs pour la détection à faible flux	133
8.2.1	Exemple de détection à faible flux : détection nightglow	133
8.2.2	Réalisation de détecteurs de faible épaisseur	134
8.2.3	Déroulement de l'étude	137
8.3	Conclusion	137

LES DÉTECTEURS à base d'InGaAs sont des détecteurs non refroidis couramment utilisés dans la bande I du spectre infrarouge, pour des applications telles que les télécommunications, ou la télédétection laser. De plus en plus, ils sont également envisagés pour de la vision nocturne. Cependant, leur détectivité est encore trop faible pour pouvoir imager des scènes en temps réel sous un faible éclairage tel que le rayonnement nightglow. Celle-ci est notamment limitée par un courant d'obscurité important lié aux défauts de la couche d'InGaAs. Pour améliorer les performances de ces détecteurs, nous proposons d'avoir recours à des nanorésonateurs optiques. L'objectif est de réduire l'épaisseur de la couche d'InGaAs afin de réduire le courant d'obscurité, tout en ayant la quasi-totalité du rayonnement qui est absorbée dans l'InGaAs. Dans ce chapitre, nous détaillons les caractéristiques principales des détecteurs InGaAs, et présentons les enjeux relatifs à l'amélioration de leurs performances.

8.1 Détecteurs InGaAs

8.1.1 Propriétés physiques des composés $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L'arséniure d'indium gallium (InGaAs) est un matériau semiconducteur de type III-V qui résulte de l'alliage entre l'arséniure d'indium et l'arséniure de gallium. La figure 8.1 le compare aux systèmes InAsP et InGaAs. Ces trois alliages sont des cas particuliers du système quaternaire InGaAsP formé par les matériaux semiconducteurs suivants : l'arséniure d'indium (InAs), l'arséniure de gallium (GaAs), le phosphate d'indium (InP), et le phosphate de gallium (GaP). Ces quatre matériaux ont des propriétés physiques différentes : leurs énergies de gap varient entre 0.33 eV pour l'InAs et 2.25 eV pour le GaP, avec en valeurs intermédiaires 1.33 eV pour l'InP et 1.44 eV pour le GaAs [92]. De même, les paramètres de maille

sont compris entre 5.4505 Å (GaP) et 6.0585 Å (InAs), avec 5.8688 Å pour l'InP et 5.6534 Å pour le GaAs. Suivant la composition de l'alliage de ces quatre matériaux, nous pouvons faire varier l'énergie de gap du composé InGaAsP entre 0.33 eV et 2.25 eV, soit entre 0.55 μm et 3.76 μm, ce qui permet de couvrir une bonne partie du spectre visible, ainsi que la bande I du spectre infrarouge. Les composés $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, situés sur la ligne verte de la figure 8.1, permettent de couvrir la bande spectrale comprise entre 0.9 μm et 3.76 μm.

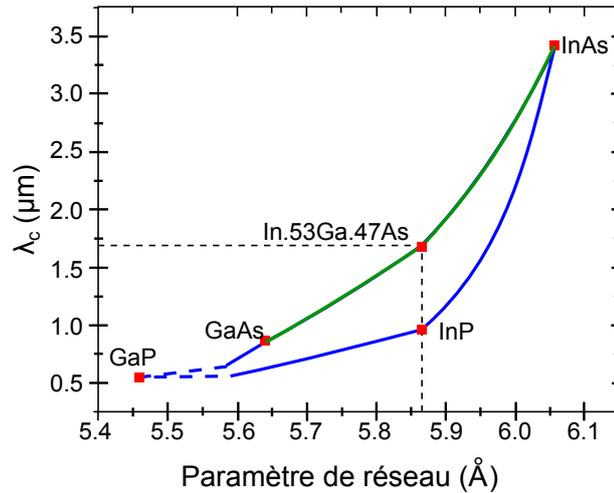


FIGURE 8.1 – Paramètre de maille et longueur d'onde de coupure (λ_c) de différents alliages des composés InAs, GaAs, InP et GaP. La croissance de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ sur substrat d'InP induit peu de défauts cristallins car ils ont le même paramètre de maille [114].

La croissance des couches d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se fait par épitaxie sur un substrat. Sauf pour des couches très minces, celui-ci doit avoir le même paramètre de maille, pour éviter que de nombreux défauts apparaissent dans la structure cristalline et viennent détériorer les propriétés électroniques du composé. À $x = 0.53$, l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a exactement le même paramètre de maille que l'InP, qui sert de substrat. L' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ est la forme la plus couramment utilisée dans les détecteurs ; elle permet d'atteindre des détectivités de l'ordre de $10^{13} \text{ cm.Hz}^{1/2}.\text{W}^{-1}$, avec des rendements quantiques supérieurs à 80 % [9]. Sa longueur d'onde de coupure est située autour de 1.6 μm. Pour des applications situées au-delà de cette longueur d'onde, il faut augmenter la concentration en indium pour augmenter la longueur d'onde de coupure. La croissance de ces couches se fait toujours sur l'InP, cependant les différences entre les paramètres de maille induisent davantage de défauts lors de la croissance des couches, d'où des détectivités inférieures (voir figure 8.2).

8.1.2 Propriétés optiques de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

La figure 8.3 donne les valeurs des parties réelle et imaginaire (n, k) de l'indice de réfraction de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, pour des longueurs d'onde comprises entre 0.5 μm et 2 μm. Nous avons calculé celles-ci selon la formule établie par Adachi en 1989 à partir de mesures expérimentales [115]. La longueur d'onde de coupure est $\lambda_c = 1.65 \text{ μm}$, soit 1.33 eV. Au-delà de 1 μm,

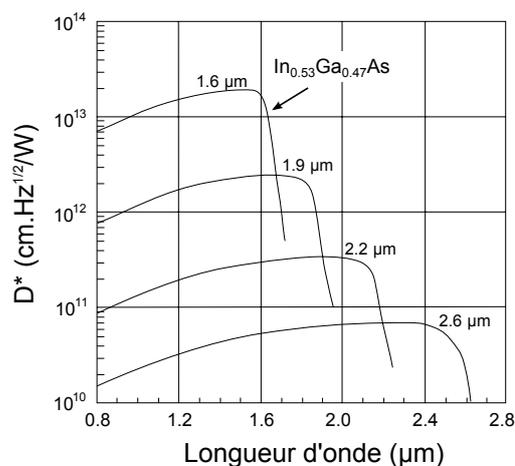


FIGURE 8.2 – Détectivités D^* de détecteurs InGaAs pour plusieurs longueurs d'onde de coupure [9].

la partie réelle n est relativement constante et proche de 3.50, tandis que la partie imaginaire k décroît progressivement de 0.16 à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ à environ 0.05 à $\lambda = \lambda_c$, avant de s'annuler brutalement au-delà de λ_c .

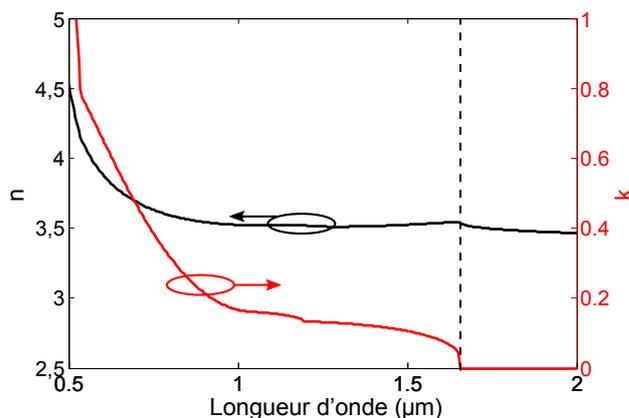


FIGURE 8.3 – Valeurs des indices (n,k) de l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ entre $0.5 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$ calculées selon la formule donnée par Adachi [115]. Le semiconducteur n'absorbe plus de rayonnement ($k=0$) au-delà de $\lambda_c = 1.65 \mu\text{m}$.

8.1.3 Détecteur InGaAs à faible courant d'obscurité

Hétérojonctions InP/InGaAs

Nous venons de voir que la croissance de l'InGaAs s'effectue principalement sur des substrats d'InP, car ces deux matériaux ont des paramètres de maille similaires. Or, cela permet également de réaliser des empilements successifs de ces deux matériaux, et de concevoir ainsi des hétérojonctions de type InP/InGaAs/InP. Celles-ci peuvent être assimilées à des jonctions

pin à base d'InGaAs dont on aurait remplacé l'InGaAs dans les régions dopées par de l'InP. Cependant, comme l'InP a un plus grand gap que l'InGaAs (1.33 eV contre 0.72 eV), d'une part il n'y a plus d'absorption du rayonnement dans la zone dopée, et d'autre part le courant d'obscurité lié à la diffusion des porteurs minoritaires et aux générations-recombinaisons dans les zones dopées est sensiblement réduit. Pour cette raison, la plupart des détecteurs InGaAs qui sont fabriqués de nos jours sont réalisés à partir de ces hétérojonctions.

La figure 8.4 représente un détecteur InGaAs typique intégrant une hétérojonction InP/InGaAs éclairée en face avant[116, 117]. Une couche anti-reflet est déposée en face avant, et l'épaisseur de la couche d'InGaAs est suffisante pour que le rayonnement soit intégralement absorbé avant d'atteindre la face arrière. L'hétérojonction est couplée à un circuit de lecture en face arrière au moyen de billes d'indium déposées sur des contacts métalliques. Alors que toute la couche d'InP du contact n est dopée, la couche d'InP du contact p est dopée localement par un procédé de diffusion de zinc après l'épitaxie. La couche de passivation déposée sur les bords des couches semiconductrices permet quant à elle de réduire les courants de surface. Notons que le contraste d'indice est faible entre les deux matériaux semiconducteurs, puisque l'indice de l'InP est de l'ordre de $n \sim 3.2$ entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \mu\text{m}$. Par conséquent, la réflexion partielle de l'onde aux interfaces InP/ InGaAs est faible.

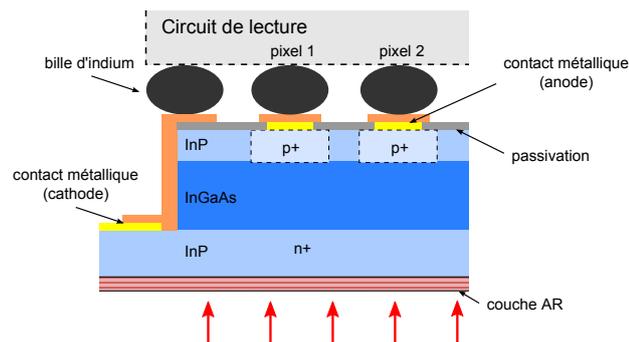


FIGURE 8.4 – Schéma d'un détecteur InGaAs typique, formé d'une hétérojonction InP/InGaAs et d'une couche anti-reflet en face avant, et couplé à un circuit de lecture par des billes d'indium en face arrière. La couche d'InP du contact p est dopée localement par diffusion de zinc. Le dispositif est éclairé par le bas.

Courant d'obscurité

Dans ces dispositifs, le courant de diffusion est très faible, surtout lorsqu'on le compare à des homojonctions d'InGaAs semblables. Pour s'en assurer, il suffit de se rappeler que ce courant dépend directement du carré de la densité intrinsèque de porteurs dans le semiconducteur, et est donc proportionnel à $\exp(-E_g/k_B T)$. Plus l'énergie du gap est élevée, plus le courant est faible; on gagne ainsi un facteur 10^{10} sur le courant d'obscurité dans les régions dopées en passant de l'InGaAs dans l'homojonction à l'InP dans l'hétérojonction. Aujourd'hui, la contribution du courant de diffusion au courant d'obscurité est négligeable devant les autres sources de courant, que sont le courant de génération-recombinaison dans la région intrinsèque d'InGaAs et le courant lié aux défauts de surface des couches semiconductrices[118, 119].

8.2 Dispositifs pour la détection à faible flux

8.2.1 Exemple de détection à faible flux : détection nightglow

Bandes de Meinel (0.6 μm - 2 μm)

La détection infrarouge en bande I est basée sur la mesure du rayonnement infrarouge réfléchi par les objets d'une scène. Or, nous avons vu dans l'introduction que la principale source de rayonnement la nuit était le rayonnement atmosphérique nightglow, provoqué par les réactions chimiques des gaz de la haute atmosphère. La figure 8.5 montre le résultat de simulations réalisées à l'ONERA de la luminance du nightglow mesurée au sol entre 0.6 μm et 2.0 μm [120]. Les maxima de la courbe sont les bandes de Meinel [121] : elles correspondent aux raies d'émission provenant de la désexcitation d'états rovibrationnels du radical OH lors de la réaction chimique entre l'hydrogène et l'ozone [122] :



où ν est un des états vibrationnels de rotation du niveau électronique fondamental $X^2\Pi_i$ de l'hydroxyl. Cette réaction a lieu à une altitude comprise entre 80 km et 100 km. Les bandes de Meinel sont plus intenses entre 1.4 μm et 1.8 μm après propagation dans l'atmosphère, avec une luminance comprise entre 2×10^{15} et 3×10^{15} photons/s/m⁻²/sr/ μm . Pour une demi-sphère, cela est équivalent à un éclairage monochromatique de l'ordre de 10^{16} photons/s/m⁻²/ μm . En comparaison, l'éclairage monochromatique du Soleil est d'environ 2.10^{21} photons/s/m⁻²/ μm , soit 5 ordres de grandeurs de plus. Cela donne une idée du faible flux que l'on cherche à détecter.

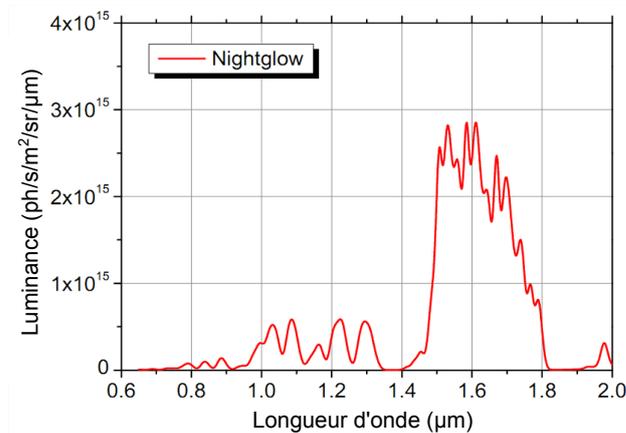


FIGURE 8.5 – Simulation du spectre d'émission nightglow dans le proche infrarouge après propagation dans l'atmosphère.

Rapport signal/bruit en détection nightglow

La détection nightglow consiste à imager une scène la nuit en mesurant le rayonnement nightglow réfléchi par les objets de la scène. De ce qui précède, cela revient donc à détecter

un très faible flux de photons principalement entre 1.4 μm et 1.8 μm , l'éclairement du nightglow dans cette bande spectrale étant de l'ordre de $10^{16} \times hc/\lambda \times \Delta\lambda \sim 0.5 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$.

Nous allons comparer la puissance équivalente de bruit (NEP pour *noise equivalent power*) d'un détecteur InGaAs à la puissance du rayonnement nightglow reçue par ce détecteur. D'après la figure 8.2, la détectivité d'un détecteur InGaAs de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 1.9 \mu\text{m}$ est de l'ordre de $2 \times 10^{12} \text{ cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$. Pour un temps d'intégration de 1 ms ($\Delta f = 1 \text{ kHz}$) et une taille de pixel de $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$, nous obtenons :

$$NEP = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{D^*} = 3 \times 10^{-14} \text{ W} .$$

Pour une puissance du rayonnement incident de l'ordre de $2 \times 10^{-13} \text{ W}$, nous avons donc un rapport signal/bruit $S/N = 7$. Ce rapport est évidemment plus faible lorsque la puissance du rayonnement incident est pondérée par la réflectance des objets observés. Pour améliorer celui-ci, une première solution consiste à diminuer la valeur de NEP en augmentant le temps d'intégration du signal. On gagne alors un facteur 10 en passant d'un temps d'intégration de 1 ms à 100 ms. Or, ce faisant, on perd l'acquisition d'images en "temps réel" (50 Hz). Une deuxième solution consiste à augmenter la valeur de la détectivité en modifiant les propriétés du détecteur.

8.2.2 Réalisation de détecteurs de faible épaisseur

Objectif : réduire le courant d'obscurité

De par sa définition, la détectivité dépend à la fois du rendement quantique du détecteur et de son niveau de bruit. Dans le cas des détecteurs InGaAs, le rendement quantique est de l'ordre de 70-80 %, et est aujourd'hui limité par la qualité de fabrication des couches semiconductrices. Quant au bruit, il vient principalement du courant d'obscurité généré par les phénomènes de génération-recombinaison dans l'InGaAs, et par les défauts de surface des couches semiconductrices. Or, contrairement au courant de surface, le courant de génération-recombinaison ne dépend pas uniquement du procédé de fabrication. En effet, nous avons vu dans la partie introductive du manuscrit que celui-ci est proportionnel au volume du matériau semiconducteur utilisé. Nous proposons donc de réduire sa contribution au courant d'obscurité en diminuant l'épaisseur de la couche d'InGaAs, afin d'améliorer la détectivité. Notre ambition va même plus loin, puisque nous allons chercher à concevoir des détecteurs dont l'épaisseur d'InGaAs avoisine λ/n , donc de l'ordre de 400 nm pour l'InGaAs.

Piégeage optique sur une large gamme spectrale

La réduction de l'épaisseur de la couche d'InGaAs dans un détecteur simple entraîne une baisse de l'absorption du rayonnement, selon la loi de Beer-Lambert. À $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, la part du rayonnement absorbée dans la couche d'épaisseur λ/n est égale à $(1 - \exp(-4\pi k/n)) = 30 \%$. Dans l'hypothèse où un miroir est placé en face arrière du semiconducteur, l'onde effectue un aller-retour dans la couche et est absorbée à 51 %. Pour pallier à la faible absorption dans la fine couche d'InGaAs et conserver un rendement quantique élevé, nous devons donc avoir recours à un moyen quelconque permettant de piéger l'onde dans cette couche. Dans la partie

2.3.3, nous avons vu que pour des épaisseurs fines de matériau absorbant, typiquement de l'ordre de la longueur d'onde, le rayonnement peut être piégé optiquement dans la couche absorbante par divers phénomènes de résonance, ce qui améliore l'absorption des photons.

Pour cette étude, nous cherchons à maximiser le rendement quantique du détecteur, ce qui nécessite d'avoir une absorption quasi-totale du rayonnement dans la couche d'InGaAs. Cette absorption doit avoir lieu préférentiellement sur une gamme spectrale large d'au moins 400 nm, correspondant à la large bande spectrale du rayonnement nightglow.

Retour sur les cavités résonantes structurées

Dans la partie III de ce manuscrit, nous avons étudié des cavités résonantes structurées à base d'arséniure de gallium pour de la détection à 2 photons (D2P). L'enjeu était alors d'augmenter l'absorption à 2 photons (A2P) dans une fine couche de GaAs, en amplifiant fortement le champ électrique dans la cavité semiconductrice. Au cours de cette étude, nous avons dimensionné deux cavités bimodes, qui consistaient en une couche semiconductrice, uniforme ou structurée, délimitée par un miroir métallique uniforme en face arrière et d'un miroir métallique structuré périodiquement en face avant. Ces structures présentent des résonances de type Fabry-Perot à des longueurs d'onde proches de 1.5 μm . Or, ces résonances traduisent un piégeage optique important à l'intérieur de la cavité; c'est d'ailleurs ce qui nous permet d'amplifier le champ électrique pour avoir un gain important sur l'A2P. On peut donc envisager d'adopter une approche similaire pour confiner le rayonnement dans la fine couche d'InGaAs. Comme les parties réelles des indices du GaAs et de l'InGaAs sont très proches à $\lambda \sim 1.5 \mu\text{m}$ (3.4 pour le GaAs et 3.5 pour l'InGaAs), les dimensions requises pour avoir les mêmes résonances sont quasiment identiques. De plus, l'épaisseur des cavités de GaAs est de 191 nm, soit $\sim \lambda/2n$, ce qui rentre parfaitement dans nos critères de conception des détecteurs fins. Toutefois, les enjeux de cette nouvelle étude sont différents de ceux de la précédente. Dans l'étude de la D2P, nous cherchions à exalter le champ électrique dans le GaAs non absorbant par le biais de résonances. Celles-ci induisaient des pertes dans le métal (jusqu'à 100 % du rayonnement est absorbé), mais cela n'était pas gênant pour autant, du moment que l'on avait un gain important sur l'A2P dans le GaAs. Dans le cas des détecteurs InGaAs, nous cherchons à réduire l'épaisseur d'InGaAs tout en gardant une absorption importante du rayonnement dans cette couche. Il faut donc que la dissipation dans le métal soit très faible, sans quoi le rendement quantique du détecteur diminue.

Pour résumer, les cavités métalliques bimodes de la D2P constituent un bon point de départ pour l'élaboration de détecteurs InGaAs de faible épaisseur. En effet, elles sont relativement simples à modéliser et à étudier, et permettent d'obtenir un confinement optique important du champ dans une fine couche de semiconducteur, et à des résonances proches de 1.5 μm . Cependant, celles-ci induisent aussi des pertes importantes dans les couches métalliques, ce qui pourrait nuire aux performances de nos détecteurs. Enfin, l'avantage d'avoir recours à des miroirs structurés plutôt qu'à des miroirs lisses est que l'on a davantage de résonances, du fait du couplage de l'onde avec plusieurs modes guidés de la cavité. On peut donc envisager d'élargir la bande spectrale d'absorption du détecteur en combinant ces résonances.

Concept : structuration en face arrière du détecteur

Nous allons étudier et dimensionner des cavités résonantes structurées pour réaliser des détecteurs de faible épaisseur à base d'InGaAs. Les cavités précédemment étudiées consistaient en une couche semiconductrice délimitée par un miroir métallique structuré en face avant, et un miroir métallique uniforme en face arrière. Cette fois, nous choisissons d'étudier un type de cavité légèrement différent, où il n'y a pas de métal en face avant, et où les structururations périodiques sont ajoutées au niveau du miroir métallique en face arrière. La figure 8.6 montre à quoi ressemblerait un détecteur InGaAs intégrant l'une de ces cavités : par rapport au schéma d'un détecteur classique de la figure 8.4, les couches de semiconducteur sont plus fines, et des structures périodiques ont été introduites au niveau du contact métallique en face arrière. Par ailleurs, il n'y a pas de couche anti-reflet en face avant, comme cela est généralement le cas dans les détecteurs classiques. Le contraste sur les indices est faible entre l'InP et l'InGaAs, et élevé entre l'InP et l'air. Par conséquent, la cavité résonante est délimitée par le dioptré air/ InP en face avant et le contact métallique en face arrière. Un des avantages de ce type de structure est que l'on a supprimé le métal sur une des faces du semiconducteur, ce qui devrait réduire les pertes de rayonnements dues à l'absorption dans les parties métalliques.

Toujours dans l'étude des cavités résonantes pour la D2P, nous avons vu que les résonances de cavité étaient d'autant plus importantes que la réflectivité des miroirs étaient élevée. Or, le dioptré InP/ air a une faible réflectance : pour $n_{\text{InP}} = 3.2$, le calcul de la réflectance selon la formule de Fresnel nous donne $R = 27\%$. Par conséquent, on s'attend à ce que le confinement de l'onde dans la cavité soit médiocre. Cependant, si cela est vrai pour le mode fondamental, ce n'est pas forcément le cas pour les modes diffractés par le réseau périodique en face arrière, puisque ceux-ci arrivent sur le dioptré InP/ air avec un angle non nul. Il nous est possible d'avoir une réflexion totale interne de l'onde diffractée, du moment que l'on a la condition $\sin(\theta) > 1/n_{\text{InP}}$, où θ est l'angle que fait l'onde dans l'InP avec l'axe normal au dioptré. Dans ce cas, le dioptré InP/ air joue le rôle de miroir parfait, d'où la possibilité d'avoir des résonances importantes de modes guidés dans la cavité. Dans cette configuration, le rôle des structururations périodiques sur la face arrière est de coupler l'onde incidente à ces modes guidés.

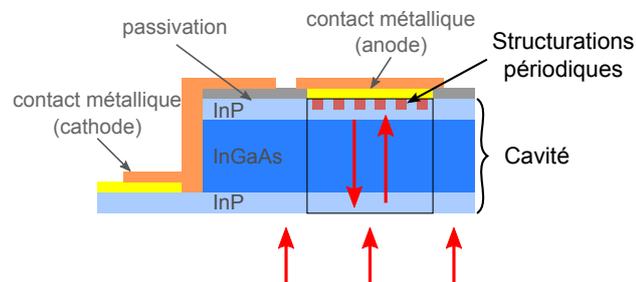


FIGURE 8.6 – Schéma du concept de détecteur InGaAs structuré périodiquement en face arrière. Les structururations périodiques en face arrière et l'interface InP/air en face avant forment des cavités.

8.2.3 Déroulement de l'étude

Partie 1 : dimensionnement de cavités bimodes structurés en face arrière

La première partie de l'étude consiste à dimensionner une ou plusieurs cavités structurées en face arrière à l'aide des codes de simulation numérique BMM et FFPA. Nous voulons que la couche semiconductrice soit de faible épaisseur, typiquement de l'ordre de λ/n où n est l'indice du semiconducteur, et absorbe idéalement tout le rayonnement incident sur une gamme spectrale large. Nous commencerons par étudier des cavités bimodes, et tenterons d'obtenir des résonances similaires à celles de la cavité 2PHOT01. Nous devons vérifier notamment que l'absorption a lieu majoritairement dans l'InGaAs et non dans le métal. Nous nous intéresserons ensuite à des cavités plus complexes, incluant notamment des réseaux bidimensionnels.

Partie 2 : conception d'une diode

Les cavités que nous dimensionnons doivent pouvoir intégrer des diodes fonctionnelles à faible courant d'obscurité. La deuxième partie de l'étude consiste donc à réaliser des hétérojonctions InP/ InGaAs de même épaisseur que les cavités, et d'évaluer les propriétés électroniques de ces diodes. Nous cherchons notamment à déterminer les valeurs de détectivités que nous pouvons espérer atteindre avec nos dispositifs. Pour cela, les caractéristiques courant-tension des diodes sont d'abord calculées numériquement à l'aide du logiciel Sentaurs[123], avant d'être mesurées expérimentalement sur des échantillons épitaxiés par le III-V lab. Ce travail a été réalisé par Michaël Verdun au cours de son stage de fin d'étude, que j'ai co-encadré. C'est également lui qui prendra la suite de cette étude au cours d'une thèse débutant en octobre 2013.

Partie 3 : optimisation du procédé de fabrication

L'introduction de structurations périodiques en face arrière du détecteur implique d'ajouter de nouvelles étapes technologiques au procédé de fabrication, avec notamment des étapes supplémentaires de lift-off et de gravure sèche ou humide des couches semiconductrices. Ces étapes doivent être optimisées, sans quoi nous risquons d'avoir un courant d'obscurité important dans nos structures, lié à l'apparition de défauts dans les couches semiconductrices.

8.3 Conclusion

Les photodiodes à base d'InGaAs permettent de détecter des rayonnements dans la bande I du spectre infrarouge. Leur limite de détectivité est atteinte lorsqu'on cherche à mesurer des rayonnements de très faible intensité, comme c'est le cas pour la détection nightglow. Dans cette étude, nous proposons un nouveau concept de détecteur InGaAs, présentant une meilleure détectivité que les détecteurs actuels. L'objectif est de parvenir à une absorption importante du rayonnement dans une fine couche d'InGaAs, en intégrant celle-ci dans une cavité résonante structurée. Ce faisant, nous réduisons sensiblement le courant d'obscurité lié aux phénomènes de génération-recombinaison dans le semiconducteur tout en conservant

un rendement quantique élevé, d'où une augmentation de la détectivité. L'étude se divise en trois parties, qui sont :

- le dimensionnement de cavités structurées de faible épaisseur avec une forte absorption dans l'InGaAs,
- la conception de diodes adaptées à ces cavités et présentant un faible courant d'obscurité,
- l'optimisation de procédés technologiques permettant la fabrication des cavités structurées et du détecteur.

Chapitre 9 Analyse numérique et dimensionnement de cavités résonantes structurées en face arrière

Sommaire

9.1	Cavité non structurée air - semiconducteur - métal	139
9.1.1	Cavité air-InGaAs-or	140
9.1.2	Intégration d'une couche d'InP	141
9.2	Étude comparative de l'ajout d'un réseau 1D en face arrière . .	142
9.2.1	Dimensionnement des structures NG1 et NG2	143
9.2.2	Étude des résonances de cavité	146
9.2.3	Hétérojonctions InP/InGaAs	150
9.2.4	Résumé	156
9.3	Passage aux réseaux 2D	157
9.3.1	Passage direct 1D - 2D	157
9.3.2	Étude des résonances	160
9.3.3	Comportement angulaire	162
9.3.4	Résumé	164
9.4	Conclusion	165

DANS LE CADRE de la conception de détecteurs InGaAs à faible bruit, nous avons cherché à dimensionner des cavités résonantes induisant une forte absorption du rayonnement autour de $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. L'objectif était que cette absorption ait lieu majoritairement dans une fine couche d'InGaAs, et de préférence sur une bande spectrale large d'au moins 400 nm afin de détecter des sources de rayonnement de type nightglow. Les structures simulées consistent en des cavités air-semiconducteur-métal comportant des structurations périodiques 1D ou 2D en face arrière, soit au niveau de l'interface semiconducteur-métal. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des simulations numériques ayant mené au dimensionnement de ces structures.

9.1 Cavité non structurée air - semiconducteur - métal

Nous commençons cette étude par l'analyse des propriétés optiques de cavités résonantes non structurées air-semiconducteur-métal. Cela nous servira de référence par la suite lorsque nous passerons aux cavités structurées.

9.1.1 Cavité air-InGaAs-or

Dans un premier temps, la couche semiconductrice a une épaisseur h et est uniquement composée d'InGaAs, en contact avec une couche d'or massif en face arrière (figure 9.1(a)). On cherche à déterminer pour quelles épaisseurs la structure résonne à $1.5 \mu\text{m}$. Pour rappel, il y a résonance de Fabry-Perot lorsque la phase de l'onde après un aller-retour dans l'InGaAs est égale à un nombre entier de fois 2π , soit :

$$2\Re(n_{\text{InGaAs}}) \frac{2\pi}{\lambda} h + \phi(r_{\text{sm}}) = 2m\pi, \quad (9.1)$$

où λ est la longueur d'onde de résonance, n_{InGaAs} est l'indice de l'InGaAs, m est un nombre entier, et $\phi(r_{\text{sm}})$ est la phase associée au coefficient de réflexion de l'onde à l'interface semiconducteur-métal. Nous calculons le coefficient r_{sm} en incidence normale à l'aide de la formule de Fresnel, pour des valeurs d'indices respectifs $n_{\text{InGaAs}} = 3.5247 + 0.1061i$ [115] et $n_{\text{Au}} = 0.5529 + 9.3513i$ [70] pour l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ et l'or à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. On trouve alors qu'il y a résonance de Fabry-Perot lorsque $h = 82 \text{ nm}$, 295 nm , 508 nm et 720 nm pour $m = 0$ à 3 .

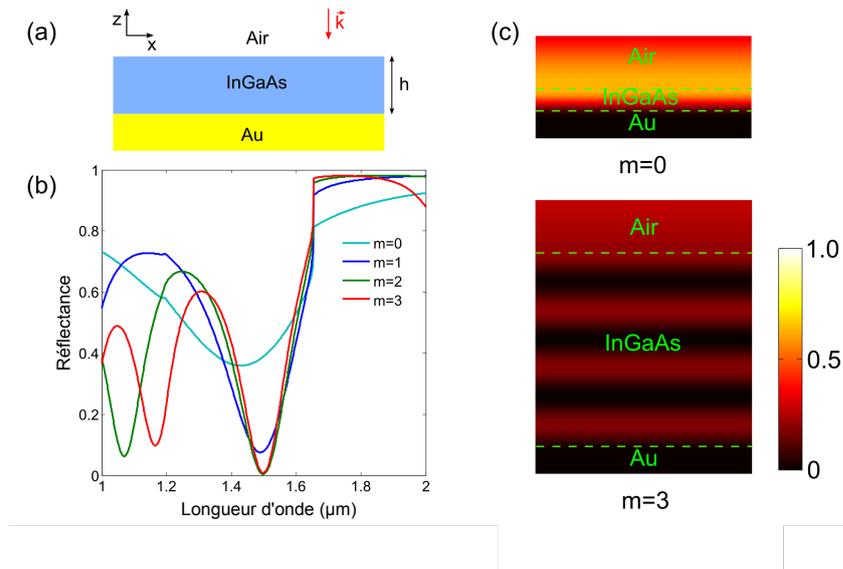


FIGURE 9.1 – (a) Schéma de la cavité de référence air/InGaAs/or. (b) Spectres de réflexion de la cavité sous incidence normale pour une résonance de Fabry-Perot d'ordre $m=0$ à $m=3$ à $1.5 \mu\text{m}$. Les valeurs prises pour l'épaisseur h sont respectivement 82 nm , 295 nm , 508 nm et 720 nm . (c) Cartes du champ $|E|^2$ à 1500 nm pour les cavités associées aux ordres 0 et 3.

La figure 9.1(b) représente les spectres d'absorption des cavités sous incidence normale, pour des longueurs d'onde comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$. Comme on pourrait s'y attendre, le pic d'absorption à $1.5 \mu\text{m}$ augmente avec l'épaisseur d'InGaAs, si bien que 92 % du rayonnement est absorbé à $m = 1$ et 99 % à $m = 2$. En comparaison, dans une photodiode classique sans résonance de cavité, l'épaisseur du semiconducteur doit être de l'ordre de $-\ln(0.01)\lambda/4\Im(n_{\text{InGaAs}})\pi \simeq 5 \mu\text{m}$ pour que 99 % du rayonnement soit absorbé. Cette

m	h_{InP} (nm)	h_{InGaAs} (nm)	A_{total} (%)	A_{InGaAs} (%)	$\frac{A_{InGaAs}}{A_{total}}$ (%)
1	60	240	82	69	84
2	60	453	97	89	92
3	60	665	100	94	94

TABLE 9.1 – Valeurs de l’absorption totale et dans la couche d’InGaAs pour les cavités résonantes air/InP/InGaAs/or à 1.5 μm aux ordres $m=1$ à $m=3$. Sont également indiquées les épaisseurs de la couche d’InGaAs de chaque cavité.

efficacité d’absorption de la cavité s’explique par le contraste d’indice entre les couches d’InGaAs et d’air, qui permet de confiner l’onde dans le milieu absorbant. Il ne faut pas oublier non plus qu’une partie du rayonnement est aussi absorbée par le métal, comme nous le verrons dans la suite.

La figure 9.1(c) montre la distribution du champ électrique $|E|^2$ dans la structure à 1.5 μm pour $m=0$ et $m=3$. On a bien des résonances de cavité, avec la présence de $m+1$ ventres de résonance dans la couche d’InGaAs. La dissipation dans l’InGaAs a lieu au niveau de ces ventres, car elle est proportionnelle à $\Im(\varepsilon_r)|E|^2$, où $\varepsilon_r = n_{InGaAs}^2$ est la permittivité électrique relative du matériau. Par ailleurs, le premier ventre est toujours situé à l’interface avec l’air.

9.1.2 Intégration d’une couche d’InP

L’objectif est de réaliser des hétérojonctions InP/InGaAs où l’InP représente les zones dopées. Nous allons donc remplacer une partie de la couche d’InGaAs en face avant par une couche d’InP. Comme celui-ci a un indice $n_{InP} \simeq 3.2$ qui est proche de la partie réelle de l’indice de l’InGaAs ($\Re(n_{InGaAs}) \simeq 3.5$), le fonctionnement de la cavité restera le même. Ici, nous remplaçons 55 nm d’InGaAs par 60 nm d’InP, ce qui ne modifie pas le chemin optique car $\Re(n_{InGaAs}) \times 55 \text{ nm} = \Re(n_{InP}) \times 60 \text{ nm}$, donc la structure résonne toujours à 1.5 μm (figure 9.2). Les pics de résonance sont cependant moins importants maintenant que le premier ventre de résonance est situé dans la couche d’InP qui n’absorbe pas. Le tableau 9.1 donne l’absorption totale du rayonnement dans la structure et dans l’InGaAs, que l’on calcule en prenant la différence entre les vecteurs de Poynting entrant et sortant de chaque couche. Lorsqu’on augmente l’épaisseur d’InGaAs, l’absorption du rayonnement augmente, mais aussi la part de cette absorption dans l’InGaAs, ce qui signifie que la part d’absorption dans l’or est de moins en moins importante. En supposant que la dissipation dans l’InGaAs ne se fait plus que dans la région intrinsèque et avec un rendement quantique interne de 100 %, on trouve que ces cavités ont des rendements quantiques externes de 69 %, 89 % et 94 % pour $m=1, 2$ et 3, avec des épaisseurs d’InGaAs de 240 nm, 453 nm et 665 nm, soit environ $\lambda/2\Re(n_{InGaAs})$, $\lambda/\Re(n_{InGaAs})$ et $3\lambda/2\Re(n_{InGaAs})$. Les valeurs de ce tableau serviront par la suite à évaluer les performances des structures dimensionnées.

Nous nous intéressons maintenant à la largeur spectrale de nos résonances. Le rayonnement nightglow à détecter est compris entre 1.4 μm et 1.8 μm , soit une largeur spectrale de 400 nm. Les largeurs à mi-hauteur des pics d’absorption à 1.5 μm de la figure 9.2 sont

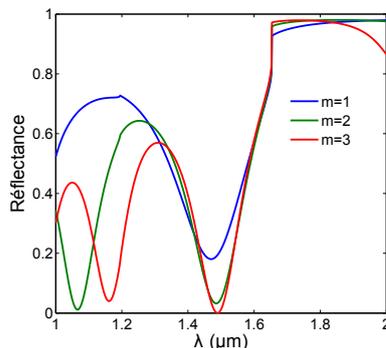


FIGURE 9.2 – Spectres de réflexion des cavités air/InP/InGaAs/or sous incidence normale pour $m=1$ à 3 à 1500 nm. On a remplacé 55 nm de la couche d'InGaAs en face avant par 60 nm d'InP d'indice $n_{\text{InP}}=3.2$ par rapport aux simulations précédentes pour ne pas avoir d'absorption au niveau du premier ventre de résonance (voir figure 9.1.c).

respectivement $\Delta\lambda_{FWHM} = 320$ nm, 240 nm et 230 nm¹ pour $m=1$ à 3, ce qui est insuffisant pour absorber tout le rayonnement nightglow. Par ailleurs, la distance entre deux résonances successives de ces cavités est donnée par la relation $\Delta\lambda_{pics} = \lambda^2/\Re(n_{\text{InGaAs}})hc$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et h est l'épaisseur de la couche d'InGaAs². Dans l'hypothèse où $\Re(n_{\text{InGaAs}})$ est constant, on trouve $\Delta\lambda_{pics} = 629$ nm, 443 nm et 342 nm pour $m=1$ à 3. Les pics sont donc trop distants les uns des autres pour permettre une absorption large bande.

9.2 Étude comparative de l'ajout d'un réseau 1D en face arrière

Nous venons de voir qu'une cavité non structurée intégrant une hétérojonction InP/InGaAs permet d'avoir une absorption de 70 % du rayonnement dans la couche d'InGaAs lorsque celle-ci a une épaisseur proche de $\lambda/2\Re(n_{\text{InGaAs}})$. Cependant, cela n'est valable qu'aux résonances, qui ont une faible largeur spectrale ($\Delta\lambda_{FWHM} = 320$ nm) et sont distantes les unes des autres de 629 nm.

Pour tenter d'améliorer les propriétés optiques de ces cavités, nous nous intéressons maintenant au cas où un réseau périodique 1D est ajouté en face arrière. Nous étudions deux types de réseaux, où le premier est un réseau métal-diélectrique, et le deuxième est un réseau InP-diélectrique. Ceux-ci sont dimensionnés de telle sorte à n'avoir que deux modes de propagation dans la cavité. Nous nous attendons donc à avoir davantage de résonances que pour des cavités non structurées, avec des couplages plus ou moins importants entre les deux modes de la cavité. Les perspectives d'amélioration sont multiples : cela peut être une absorption plus importante dans la couche d'InGaAs à la résonance, un élargissement de la bande spectrale d'absorption autour de 1.5 μm , ou une meilleure localisation de l'absorption

¹La chute de l'absorption dans l'InGaAs à partir de 1.6 μm ne joue presque pas sur ces valeurs

²On considère ici que la cavité ne comporte que de l'InGaAs.

dans l'InGaAs.

9.2.1 Dimensionnement des structures NG1 et NG2

Description de NG1 et NG2

Les structures simulées sont représentées sur les figures 9.3(a) et 9.3(b). Le milieu incident (A) est l'air. Le détecteur est composé d'une couche uniforme de semiconducteur (B), d'indice n_1 et d'épaisseur h_1 . D'un réseau lamellaire (C) d'épaisseur h_2 , infini suivant y et périodique de période p suivant x . Enfin, d'un substrat métallique (D) d'indice n_m . Dans le cas de NG1, le réseau est formé d'une succession de murs métalliques d'indice n_m , de largeur w , et de murs de diélectrique d'indice n_2 . Pour NG2, les murs métalliques sont remplacés par un matériau semiconducteur non absorbant dans la gamme spectrale étudiée, d'indice n_3 proche de $\Re(n_1)$. De cette manière, le réseau comporte toujours une partie conductrice permettant le transport des photoporteurs vers le substrat métallique. Nous avons simulé la réponse optique de ces structures entre $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \text{ }\mu\text{m}$ en faisant varier les épaisseurs des couches et les dimensions latérales du réseau jusqu'à obtenir les résonances qui nous intéressaient le plus à $\lambda = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Choix des matériaux

Dans un premier temps, la valeur de n_1 est fixée pour l'ensemble du spectre étudié à $3.5 + 0.1i$, qui est proche de l'indice de l'InGaAs à $1.5 \text{ }\mu\text{m}$. Nous ne tenons pas compte de la transparence de l'InGaAs au-delà de $1.65 \text{ }\mu\text{m}$, car cela permet d'élargir artificiellement la gamme spectrale du détecteur et d'explorer plus de résonances sur ce spectre. Si l'une d'entre elles paraît intéressante pour de la détection mais est située dans la bande interdite de l'InGaAs, nous pourrions la décaler ultérieurement vers de plus courtes longueurs d'onde, en réduisant les dimensions du système. À l'inverse, une absorption intéressante pour des longueurs d'onde plus courtes que $1.5 \text{ }\mu\text{m}$, avec une partie imaginaire plus élevée, sera retrouvée en augmentant les dimensions du système. Nous prenons $n_3 = 3.2$ pour l'indice du semiconducteur transparent, ce qui est proche de celui de l'InP, et $n_2 = 2$ pour le matériau diélectrique. Enfin, l'indice de l'or est calculé selon un modèle de Drude-Lorentz [70].

Choix de la période

Pour réaliser nos cavités bimodes, nous voulons qu'il n'y ait que deux modes de propagation dans nos cavités, à savoir le mode fondamental et la combinaison symétrique des ordres diffractés $+1$ et -1 , notée ± 1 . De plus, nous souhaitons que le mode ± 1 ne puisse pas se propager dans l'air, afin d'obtenir une réflexion totale interne de ce mode à l'interface semiconducteur-air. Cela nous donne les conditions suivantes sur la période du réseau :

$$\frac{\lambda}{\Re(n_1)} < p < \lambda. \quad (9.2)$$

La limite à droite implique que seul le mode fondamental peut se propager dans l'air, tandis que la limite à gauche impose que les ordres ± 1 sont propagatifs dans l'InGaAs en plus du mode fondamental. Les ordres supérieurs $\pm q$, où $|q| > 1$, sont également propagatifs

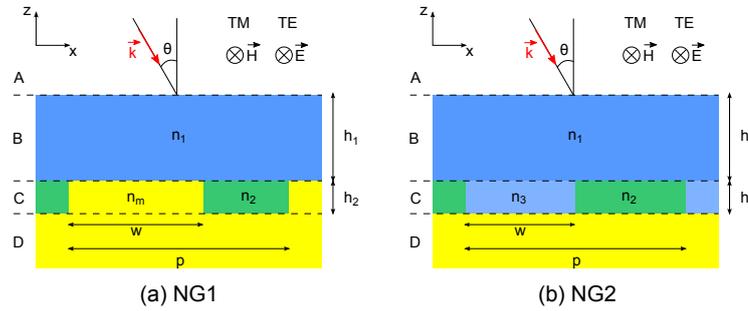


FIGURE 9.3 – Schémas des structures NG1 (a) et NG2 (b). Celles-ci consistent en une cavité de semiconducteur d'indice n_1 couplée à un réseau lamellaire en face arrière, périodique de période p suivant l'axe x et infini suivant y , et enfin d'un substrat métallique d'indice n_m . Le réseau est formé d'un matériau diélectrique d'indice n_2 , et d'une partie conductrice qui peut être soit (a) le métal d'indice n_m , soit (b) un semiconducteur non absorbant d'indice n_3 , dont la largeur est w . La cavité semiconductrice et le réseau ont pour épaisseurs respectives h_1 et h_2 .

Structure	p	w	h_1	h_2
NG1	800 nm	490 nm	315 nm	120 nm
NG2	800 nm	400 nm	370 nm	200 nm

TABLE 9.2 – Dimensions des structures NG1 et NG2 après optimisation.

si la condition $p > |q|\lambda/\Re(n_1)$ est vérifiée. Tous sont piégés dans la cavité tant que la limite à droite est respectée.

D'après la condition 9.2, il faut que la période soit comprise entre 572 nm et 1000 nm pour $\lambda \in [1 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}]$. Ce raisonnement n'est évidemment valable qu'en incidence normale ($\theta = 0$). Lorsque $\theta \neq 0$, on lève la dégénérescence sur les ordres de diffraction, et à partir d'un certain angle, des ordres non nuls peuvent également se propager dans l'air. Nous verrons cela au moment d'étudier le comportement angulaire de nos structures.

Spectres d'absorption

Le tableau 9.2 donne les dimensions des structures NG1 et NG2 après optimisation, c'est-à-dire après que nous ayons optimisé et centré vers 1.5 μm les résonances les plus intéressantes. La période est de 800 nm dans les deux cas, ce qui est conforme à la condition 9.2. La condition $p > 2\lambda/\Re(n_1)$ est également vérifiée pour $\lambda < 1.4 \mu\text{m}$, ce qui signifie que les ordres ± 2 se propagent aussi dans le guide d'onde aux plus basses longueurs d'onde. Les spectres d'absorption sont représentés sur la figure 9.4 : nous avons respectivement 3 et 4 pics d'absorption en polarisation TE et TM pour NG1, et 4 pics dans chaque polarisation pour NG2, ce qui est plus que dans le cas des cavités simples d'épaisseurs équivalentes ($m=1$ ou $m=2$), qui ne présentent que 2 pics d'absorption entre 1 μm et 2 μm . Nous avons également 100 % d'absorption aux pics optimisés autour de 1.5 μm .

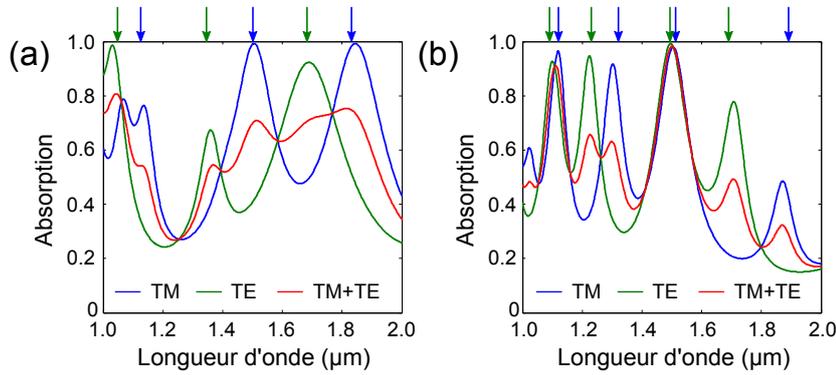


FIGURE 9.4 – Spectres d’absorption des structures (a) NG1 et (b) NG2 après optimisation. Les flèches indiquent les pics d’absorption dont les cartes de champs sont tracées sur les figures 9.5 et 9.6.

Champ électrique dans la cavité

Les distributions du champ $|E|^2$ aux différents pics d’absorption (indiqués par des flèches sur les figures 9.4(a) et 9.4(b)) sont regroupées dans les figures 9.5 et 9.6. Nous avons intentionnellement centré et optimisé les résonances qui sont à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ dans le but de les comparer plus tard. Comme on peut le voir, celles-ci ont des cartes de champ très similaires, avec un confinement important du champ au-dessus des zones conductrices du réseau. Comme nous n’avons pas été en mesure de superposer les résonances en TE et TM pour la structure NG1, nous avons préféré n’optimiser que celle associée à la polarisation TM. La résonance équivalente en polarisation TE se situe à $\lambda = 1.36 \mu\text{m}$. À l’évidence, les cartes de champ des figures 9.5-9.6 correspondent à des résonances de Fabry-Perot verticales, comme dans le cas des cavités bimodes étudiées dans la partie III. On constate à chaque fois une variation du champ électrique suivant l’axe vertical comme dans le cas des résonances de cavités simples, avec deux ou trois maxima régulièrement espacés selon z . Toutefois, on perd aussi l’uniformité du champ suivant x , ce qui est une conséquence directe de la contribution des modes ± 1 à la propagation de l’onde. Les maxima de champ dans le semiconducteur sont toujours plus intenses dans une demi-période du réseau, qui peut être soit celle située au-dessus des parties conductrices du réseau, soit celle au-dessus des parties isolantes. Ce confinement latéral n’est pas sans rappeler celui déjà observé pour la structure 2PHOT02 (cf partie III).

Il est également intéressant de noter que dans chaque polarisation, il semble y avoir une alternance entre confinement au-dessus des régions conductrices et confinement au-dessus des régions isolantes en fonction de la longueur d’onde. Cela pourrait être lié à la présence de deux types de résonances distincts. On peut notamment définir les paires de résonances ($1.03 \mu\text{m}/1.79 \mu\text{m}$) en TE et ($1.14 \mu\text{m}/1.84 \mu\text{m}$) en TM pour la structure NG1, ainsi que ($1.12 \mu\text{m}, 1.50 \mu\text{m}$) et ($1.22 \mu\text{m}, 1.71 \mu\text{m}$) en TE et ($1.10 \mu\text{m}, 1.5 \mu\text{m}$) en TM pour la structure NG2. Celles-ci correspondent probablement à des résonances à différents ordres d’un mode seul ou d’un ensemble de modes, comme nous le montrerons plus loin.

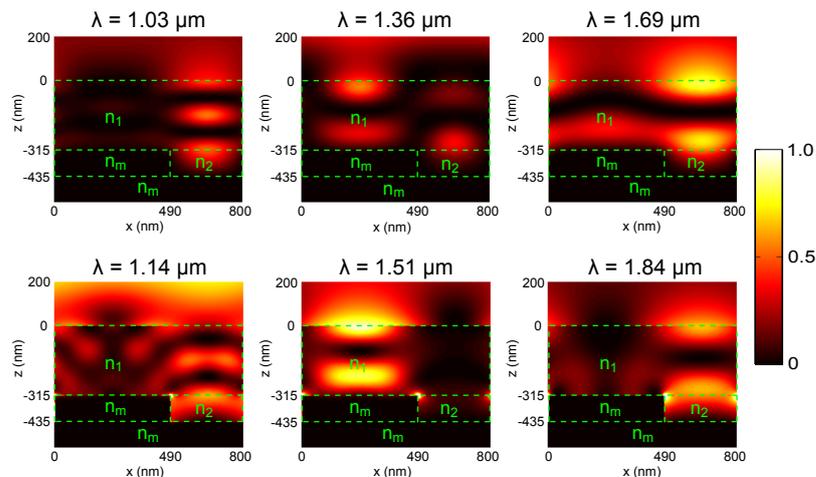


FIGURE 9.5 – Distribution du champ $|E|^2$ dans une période de la structure NG1 aux pics d'absorption en polarisation TE (haut) et TM (bas). La carte d'intensité à 1068 nm est similaire à celle à 1138 nm, c'est pourquoi elle n'est pas représentée ici.

9.2.2 Étude des résonances de cavité

Graphe de fluence de la cavité bimode

La figure 9.7 montre le graphe de fluence (cf 5.3.2) des structures NG1 et NG2 dans l'hypothèse où la cavité est bimode, c'est-à-dire où seuls deux modes de la couche de semiconducteur participent à la propagation de l'onde. Les deux modes considérés sont le mode fondamental et la combinaison symétrique des ordres diffractés +1 et -1, notée \pm sur le graphe. La combinaison antisymétrique de ces deux ordres est naturellement écartée du fait de la symétrie du problème en incidence normale. Sur le graphe, on distingue les boucles propres aux deux modes, ainsi que les termes de couplage à l'interface β avec le réseau. L'interface α est un dioptre lisse, donc il n'y a pas d'échanges entre les modes à cette interface. De plus, les ordres ± 1 sont en réflexion totale interne à l'interface α , d'où l'absence d'échanges avec le milieu extérieur. J'ai choisi de ne pas détailler les chemins situés dans la couche C par souci de simplicité. Ils sont cependant pris en compte dans les coefficients des deux modes à l'interface β . Dans le formalisme de matrices S associé au code de simulation BMM et décrit dans la section 3.3, les termes $r_B^\beta(0)$, $r_B^\beta(\pm)$, $r_B^\beta(0, \pm)$ et $r_B^\beta(\pm, 0)$ correspondent ainsi aux premiers coefficients de la matrice $S_{AA}^{grating}$, calculée pour le système à trois couches B-C-D.

Formule du coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion de la structure se calcule comme le gain entre le nœud d'entrée *In* et le nœud de sortie *Out* du graphe de fluence (voir 9.7). La formule de Mason [108], que nous avons déjà utilisé dans la partie III, permet d'exprimer le gain de la façon suivante :

$$H = \frac{Out}{In} = \frac{\sum_p T_p \Delta_p}{\Delta}, \quad (9.3)$$

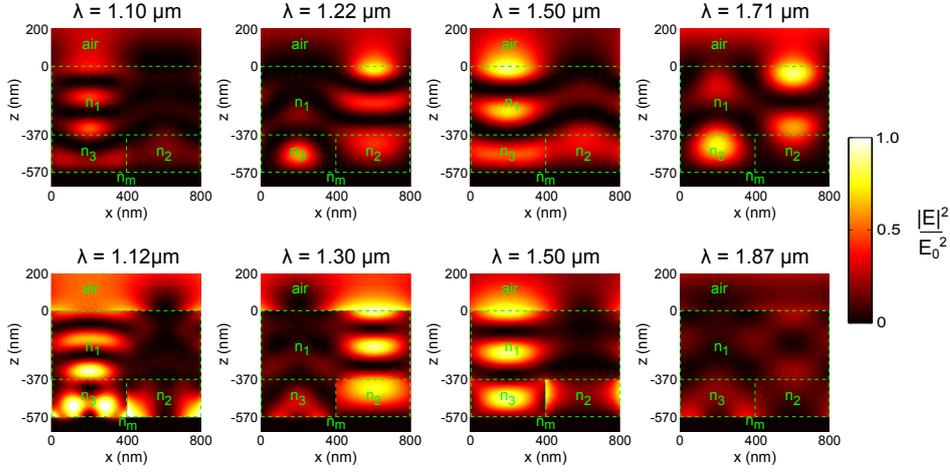


FIGURE 9.6 – Distribution du champ $|E|^2$ dans une période de la structure NG2 aux pics d'absorption en polarisation TE (haut) et TM (bas).

où

- T_p est le gain du p -ième chemin direct entre les nœuds associés à In et Out
- Δ est le déterminant du système :

$$\begin{aligned} \Delta = & 1 - \sum \text{gain des boucles} \\ & + \sum \text{produit des gains des boucles disjointes prises 2 à 2} \\ & - \sum \text{produit des gains des boucles disjointes prises 3 à 3} \\ & + \dots \end{aligned}$$

- Δ_p est le cofacteur du chemin p . Il contient tous les éléments de Δ qui ne sont pas sur le chemin p .

Nous obtenons ainsi :

$$\frac{Out}{In} = r_A^\alpha + t^{in} p_0 \left(\frac{r_B^\beta(0)(1 - B_\pm) + r_B^\beta(\pm, 0)p_\pm r_B^\alpha(\pm)p_\pm r_B^\beta(0, \pm)}{1 - B_0 - B_\pm - B_{0,\pm} + B_0 B_\pm} \right) p_0 t^{out}, \quad (9.4)$$

avec pour les expressions des boucles du graphe :

$$\begin{aligned} B_0 &= r_B^\beta(0)p_0 r_B^\alpha(0)p_0, \\ B_\pm &= r_B^\beta(\pm)p_\pm r_B^\alpha(\pm)p_\pm, \\ B_{0,\pm} &= r_B^\beta(\pm, 0)p_\pm r_B^\alpha(\pm)p_\pm r_B^\beta(0, \pm)p_0 r_B^\alpha(0)p_0. \end{aligned}$$

On a démontré dans la partie III qu'il était possible de réécrire les gains des boucles pour tenir compte du couplage entre les modes. Pour rappel, le nouveau gain de la boucle

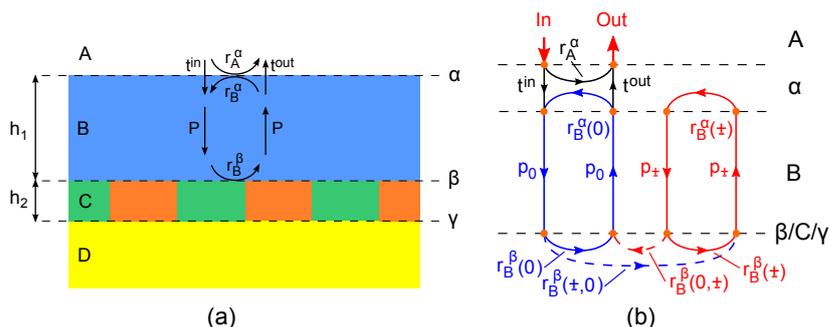


FIGURE 9.7 – (a) Schéma des cavités NG1 et NG2 sur lequel sont notés les termes de réflexion et de transmission aux interfaces α , β et γ , et (b) le graphe de fluence associé à la propagation de l'onde incidente dans les modes 0 et ± 1 de la structure. Les chemins propres aux boucles des modes 0 et ± 1 sont colorés respectivement en bleu et rouge. En pointillés, les chemins relatifs aux termes de couplage entre les modes 0 et ± 1 à l'interface β .

associée au mode 0 est :

$$B_0^c = \left(r_B^\beta(0) + r_B^{\beta(0)ind} \right) p_0 r_B^\alpha(0) p_0, \quad (9.5)$$

où $r_B^{\beta(0)ind}$ est le coefficient de réflexion *indirect* de l'onde dans le mode 0 à l'interface β : ce terme prend en compte la fraction de l'onde initialement dans le mode 0 qui est réfléchi dans le mode ± 1 à l'interface β , et qui est ensuite réfléchi dans l'autre sens après de multiples aller-retours dans le mode ± 1 :

$$r_B^{\beta(0)ind} = \frac{r_B^\beta(\pm, 0) p_\pm r_B^\alpha(\pm) p_\pm r_B^\beta(0, \pm)}{1 - r_B^\alpha(\pm) p_\pm r_B^\beta(\pm) p_\pm}. \quad (9.6)$$

De même pour le mode ± 1 , on a :

$$B_\pm^c = \left(r_B^\beta(\pm) + r_B^{\beta(\pm)ind} \right) p_\pm r_B^\alpha(\pm) p_\pm, \quad (9.7)$$

avec :

$$r_B^{\beta(\pm)ind} = \frac{r_B^\beta(0, \pm) p_0 r_B^\alpha(0) p_0 r_B^\beta(\pm, 0)}{1 - r_B^\alpha(0) p_0 r_B^\beta(0) p_0}. \quad (9.8)$$

Enfin, on obtient avec le même raisonnement le terme modifié associé à la grande boucle qui englobe les deux modes à la fois :

$$B_{0,\pm}^c = p_0 \frac{r_{\pm,0}^\beta}{1 - B_0} p_\pm r_\pm^\alpha p_\pm \frac{r_{0,\pm}^\beta}{1 - B_\pm} p_0 r_0^\alpha. \quad (9.9)$$

Il est possible d'exprimer les nouveaux termes de boucles B_{xx}^c en fonction des anciens termes B_{xx} :

$$B_0^c = B_0 + \frac{B_{0,\pm}}{1 - B_{\pm}} \quad (9.10)$$

$$B_{\pm}^c = B_{\pm} + \frac{B_{0,\pm}}{1 - B_0} \quad (9.11)$$

$$B_{0,\pm}^c = \frac{B_{0,\pm}}{(1 - B_0)(1 - B_{\pm})} \quad (9.12)$$

On peut maintenant réécrire le dénominateur dans l'équation 9.4 sous la forme d'un produit :

$$1 - B_0 - B_{\pm} - B_{0,\pm} + B_0 B_{\pm} = (1 - B_{\pm})(1 - B_0^c) \quad (9.13)$$

$$= (1 - B_0)(1 - B_{\pm}^c) \quad (9.14)$$

$$= (1 - B_0)(1 - B_{\pm})(1 - B_{0,\pm}^c), \quad (9.15)$$

La factorisation du dénominateur montre qu'un extremum dans la courbe de réflexion se produit notamment lorsque la phase associée à un des nouveaux termes de boucle est égale à 0 (modulo 2π). L'étude des phases de ces boucles va donc nous permettre de vérifier si les pics d'absorption correspondent bien à des résonances de cavité, et à quelle(s) boucle(s) ils sont associés.

Tracé de la phase des boucles

Sur la figure 9.8(a-d), nous avons tracé la phase des boucles 0 et ± 1 avec ou sans couplage avec l'autre mode, soit la phase des coefficients B_0 et B_{\pm} (ou B_0^c et B_{\pm}^c), pour les deux structures et dans les deux polarisations. Au préalable, nous avons vérifié que le modèle à 2 modes propagatifs du graphe de fluence est bien valable. Pour cela, nous avons comparé l'absorption des deux structures lorsqu'on prend en compte les termes de propagation de tous les modes de la cavité, ou seulement des modes 0 et ± 1 (courbes grisées sur la figure 9.8). Nous constatons une excellente concordance entre les courbes, avec toutefois quelques différences aux plus basses longueurs d'onde.

Les pics d'absorption correspondent effectivement tous à des résonances de type Fabry-Perot, puisque les positions de ces pics coïncident avec celles où la phase associée aux coefficients B_0^c et/ou B_{\pm}^c (traits continus) est égale à 0 (modulo 2π). Pour la structure NG1, la phase reste quasiment inchangée avec ou sans terme de couplage en polarisation TE, en revanche elle présente des variations importantes en polarisation TM dans la bande spectrale comprise entre 1.4 μm et 2 μm . Il est intéressant de noter que nous avons déjà ce genre de comportement pour la structure 2PHOT02, dans laquelle nous avons également un réseau de couplage métallique. Pour la structure NG1, les effets du couplage sur la phase sont équivalents en polarisation TE et TM, avec un décalage moyen de 200 nm de la longueur d'onde à laquelle la phase est un multiple entier de 2π . Dans les deux structures, il arrive qu'un pic d'absorption survienne alors que la phase est égale à 0 (modulo 2π) simultanément pour les deux modes. Ces pics sont situés à 1.5 μm en polarisation TM pour NG1, et entre

1 μm et 1.4 μm et dans les deux polarisations pour NG2. Il peut s'agir soit de résonances collectives des deux modes, soit plus simplement d'une superposition fortuite des résonances de chaque mode due aux dimensions des structures. Quoiqu'il s'en soit, l'étude simultanée des figures 9.5, 9.6 et 9.8 montre qu'il n'est pas nécessaire que les deux modes de la cavité résonnent simultanément ou collectivement pour avoir un confinement du rayonnement dans une demi-période du réseau. Cela peut se comprendre par le fait que les fonctions de transfert du graphe de fluence ont toutes le même dénominateur $1 - B_0 - B_{\pm} - B_{0,\pm} + B_0 B_{\pm}$ quel que soit le nœud considéré sur le graphe. Par conséquent, la valeur du dénominateur passe par un minimum local lorsque la boucle d'un mode est résonante, d'où un gain important pour toutes les boucles du graphe de fluence.

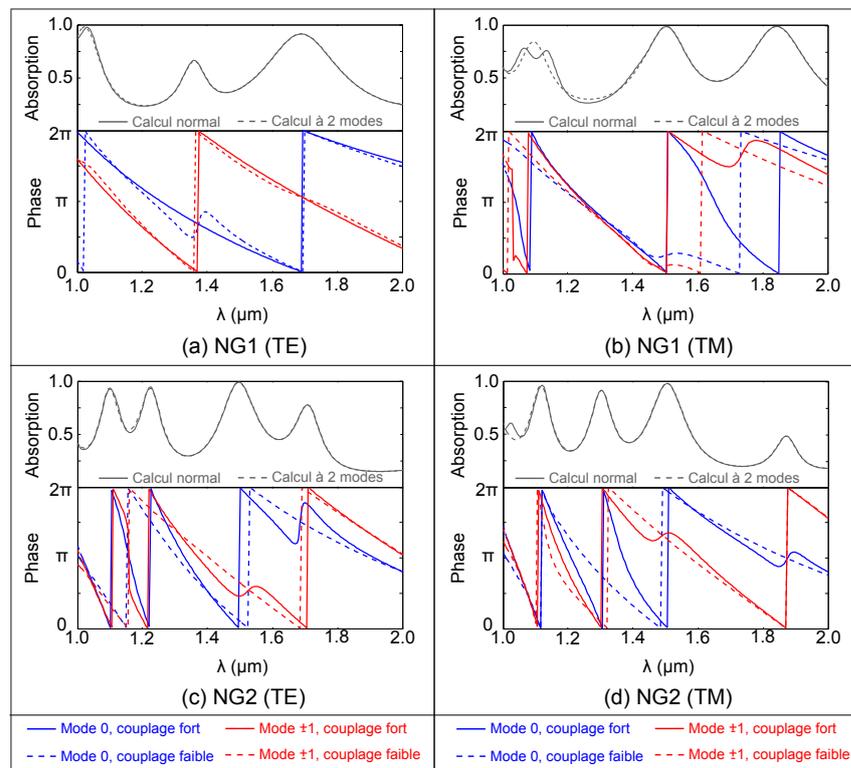


FIGURE 9.8 – (En gris) Comparaison des spectres d'absorption des structures NG1 et NG2 pour le calcul complet avec BMM (trait plein), et dans le cas où l'on ne considère que la propagation des modes 0 et ± 1 dans la structure (trait pointillé). (En couleur) Variations de la phase associée aux gains des boucles 0 (bleu) et ± 1 (rouge) lorsqu'on tient compte du couplage entre les deux modes (trait continu) ou non (trait pointillé).

9.2.3 Hétérojonctions InP/InGaAs

Spectre d'absorption

Les simulations précédentes ont été réalisées sur des cavités composées uniquement d'une couche d'InGaAs ayant un indice constant $n_1 = 3.5 + 0.1i$ entre 1 μm et 2 μm . Le but était

alors de réaliser une étude simple et rapide des résonances de cavité sur une large gamme spectrale. Ici, nous calculons à nouveau les spectres d'absorption de ces structures, en tenant compte cette fois des vraies valeurs d'indice de l'InGaAs, calculées selon [115]. Par ailleurs, nous remplaçons 55 nm d'InGaAs en face avant par 60 nm d'InP d'indice $n_3 = 3.2$, comme nous l'avons fait pour les cavités non structurées. Notons que nous avons maintenant une couche d'InP de part et d'autre de la couche d'InGaAs pour la cavité NG2, ce qui ressemble bien aux hétérojonctions que nous cherchons à obtenir. Les épaisseurs des couches d'InGaAs sont désormais 260 nm et 315 nm pour NG1 et NG2. Les figures 9.9(a-b) montrent les nouveaux spectres d'absorption de NG1 et NG2. Ceux-ci ne sont pas très différents des spectres initiaux des figures 9.4(a-b) jusqu'à $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$. On observe principalement une diminution de l'absorption aux résonances et un amincissement des pics, qui sont causés par la réduction du volume de matériau absorbant dans la cavité. Nous estimons que la largeur à mi-hauteur de ces pics est comprise entre 150 nm et 250 nm pour NG1, et entre 100 nm et 180 nm pour NG2. Nous avons donc des pics d'absorption plus fins spectralement que dans le cas des cavités non structurées.

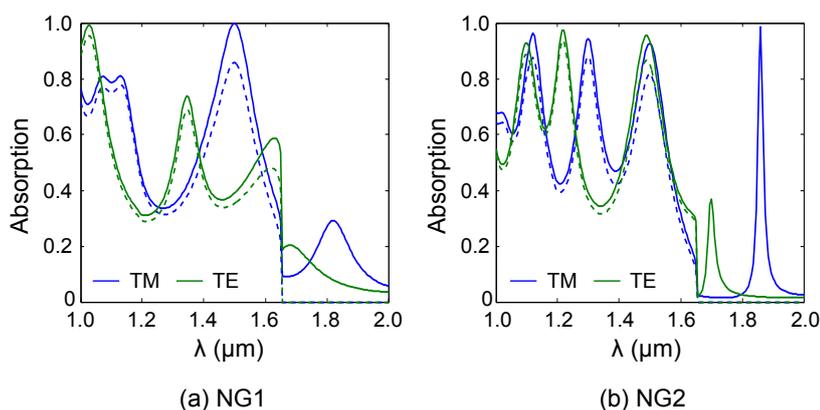


FIGURE 9.9 – Spectres d'absorption des structures NG1 (a) et NG2 (b) en incidence normale pour les deux polarisations. Nous avons remplacé 55 nm d'InGaAs par 60 nm d'InP en face avant, et pris les indices de l'InGaAs calculés selon [115] à la place de n_1 . En pointillé, l'absorption dans la couche d'InGaAs.

Les valeurs de l'absorption totale et dans la couche d'InGaAs aux diverses résonances sont regroupées dans le tableau 9.3. Les pics d'absorption sont plus importants pour NG2 que pour NG1 en plus d'être très similaires, avec en moyenne plus de 94 % du rayonnement qui est absorbé aux résonances, alors que NG1 présente des absorptions comprises entre 74 % et 100 %. Par ailleurs, on constate que plus de 92 % de l'absorption a lieu dans l'InGaAs pour les plus basses longueurs d'onde, mais que ce ratio diminue pour les résonances à 1.5 μm . Cela s'explique par la diminution du coefficient d'absorption lorsqu'on se rapproche de la longueur d'onde de coupure (voir l'évolution de la partie imaginaire de n_{InGaAs} , figure 8.3). Notons que les pertes dans le métal sont également plus importantes lorsqu'on se rapproche de la longueur d'onde de coupure : on passe ainsi de 3 % de l'absorption qui a lieu dans l'or à $\lambda = 1.03 \mu\text{m}$ à plus de 10 % à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$.

Structure	λ (μm)	Polarisation	A_{total} (%)	A_{InGaAs} (%)	$\frac{A_{InGaAs}}{A_{total}}$ (%)
NG1	1.03	TE	99	96	97
	1.07	TM	85	81	95
	1.14	TM	83	81	98
	1.36	TE	74	69	93
	1.50	TM	100	88	88
NG2	1.10	TE	93	89	96
	1.12	TM	96	88	92
	1.22	TE	97	94	97
	1.30	TM	94	88	94
	1.50	TE	95	86	91
	1.50	TM	93	81	87

TABLE 9.3 – Valeurs de l'absorption totale et dans la couche d'InGaAs des cavités NG1 et NG2 intégrant l'hétérojonction InP/InGaAs aux diverses résonances.

Comportement angulaire

Nous analysons la réponse optique des cavités bimodes lorsqu'on fait varier l'angle d'incidence θ entre 0° et 40° en polarisation TE ou TM (figure 9.10). Nous avons vu précédemment qu'une résonance de cavité liée au mode symétrique ± 1 se dédouble hors incidence normale, c'est-à-dire lorsqu'on lève la dégénérescence des ordres diffractés $+1$ et -1 . À l'inverse, les résonances du mode fondamental ne se dédoublent pas. Sachant cela, et s'aidant des connaissances que nous avons déjà grâce à l'analyse des graphes de fluence et des cartes de champ, nous pouvons déduire les faits suivants :

- le pic d'absorption initialement à $1.36 \mu\text{m}$ en polarisation TE et sous incidence normale de NG1 est dû à une résonance des ordres diffractés $+1$ et -1 . Il en va de même pour les pics initialement à $1.22 \mu\text{m}$ et $1.70 \mu\text{m}$ (resp. $1.30 \mu\text{m}$ et $1.87 \mu\text{m}$) de NG2 en polarisation TE (TM).
- les pics d'absorption à $1.03 \mu\text{m}$ et $1.70 \mu\text{m}$ (resp. $1.84 \mu\text{m}$) de NG1 en polarisation TE (TM) sont des résonances du mode fondamental, tout comme les pics à $1.10 \mu\text{m}$ et $1.50 \mu\text{m}$ (resp. $1.12 \mu\text{m}$ et $1.50 \mu\text{m}$) de NG2 en polarisation TE (TM).

L'étude du comportement angulaire de ces pics d'absorption lève donc l'ambiguïté sur l'origine des résonances de NG2 comprises entre $1 \mu\text{m}$ et $1.4 \mu\text{m}$ dans les deux polarisations, pour lesquelles nous observions que la phase des boucles associées aux deux modes s'annulaient (modulo 2π) en même temps. Nous ne savions pas si l'on avait affaire à des résonances collectives de ces modes, ou s'il ne s'agissait pas plus simplement d'un seul mode qui résonait et qui exaltait l'autre mode par couplage. Nous voyons ici que les spectres d'absorption de NG2, ainsi que de NG1 en polarisation TM, consistent tout simplement en une alternance des résonances du mode fondamental et des ordres ± 1 . La situation paraît plus complexe pour NG1 en polarisation TM, où nous n'avons pas encore levé l'ambiguïté sur les résonances proches de $1.1 \mu\text{m}$ et $1.50 \mu\text{m}$. Ainsi, nous constatons que ces pics ont l'air de se dédoubler sur la figure 9.10(b), ce qui suggérerait une résonance des ordres $+1$ et -1 . Cependant, contrairement à ce que nous observons pour les autres résonances de ce type, un seul des pics voit sa position varier significativement en fonction de l'angle.

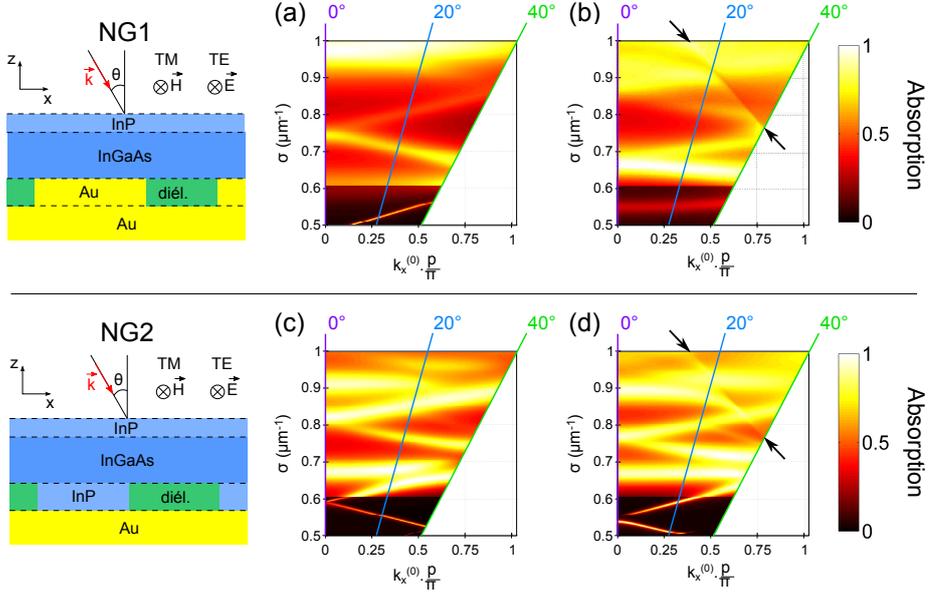


FIGURE 9.10 – Spectres d'absorption des structures NG1 (a-b) et NG2 (c-d) en fonction de l'angle d'incidence, en polarisation TE (gauche) et TM (droite). L'axe des abscisses correspond à la projection du vecteur d'onde incident sur l'axe x . Les flèches noires indiquent la position de l'anomalie de Rayleigh, liée au mode -1 qui n'est plus évanescent dans l'air pour des grandes valeurs d'angles.

Les spectres angulaires des deux structures présentent une rupture de discontinuité importante en polarisation TM (indiquée par les flèches noires sur les figures). Celle-ci apparaît à $k_x^{(0)} p/\pi = 0.4$ et $\sigma = 1 \mu\text{m}^{-1}$ ($\lambda = 1 \mu\text{m}$), et se déplace linéairement sur les figures vers les plus hautes longueurs d'onde lorsque θ augmente. Ce phénomène est connu sous le nom d'anomalie de Rayleigh [124], et traduit une redistribution de l'énergie réfléchie suite à l'apparition d'un nouveau mode qui se propage dans l'air. En d'autres termes, elle correspond au passage pour un ordre diffracté d'un état évanescent à un état propagatif, soit au moment où $k_z^{(m)} = 0$, où :

$$k_z^{(m)} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\sin(\theta) + m \frac{\lambda}{p} \right)^2}, \quad (9.16)$$

est la constante de propagation suivant z de l'ordre diffracté, m étant l'entier relatif associé à cet ordre. Cela nous donne :

$$1 = \left| \sin(\theta) + m \frac{\lambda}{p} \right|. \quad (9.17)$$

Ici, l'anomalie de Rayleigh correspond à l'ordre $m = -1$ qui devient propagatif. Notons que le nombre d'ordres diffractés se propageant dans les couches semiconductrices à une longueur d'onde donnée varie également en fonction de l'angle d'incidence, ce qui en principe pourrait générer d'autres anomalies de Rayleigh. Sur la figure 9.11, nous avons représenté à nouveau le spectre d'absorption de la structure NG2 en polarisation TM, en délimitant cette fois les zones où les premiers ordres diffractés dans la couche d'InGaAs dans la couche d'air sont soit propagatifs, soit évanescents. L'anomalie de Rayleigh associé à l'ordre -1 dans l'air

coïncide parfaitement avec la ligne séparant les deux zones. On remarque aussi que les pics d'absorption issus de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ en incidence normale sont proches des lignes délimitant les zones d'existence des ordres $+2$ et -2 , et évoluent de la même manière. Cela pourrait amener à penser que les pics d'absorption que nous avons interprétés comme des résonances de cavités associées aux ordres $+1$ et -1 sont en réalité des anomalies de Rayleigh des ordres $+2$ et -2 . Nous réfutons cette hypothèse à l'aide des arguments suivants :

- nous avons vu en incidence normale que les ordres $+2$ et -2 ne jouaient aucun rôle sur la propagation de l'onde dans la cavité pour des longueurs d'onde plus grandes que $\lambda = 1.1 \mu\text{m}$, signe qu'il n'y a pas d'énergie transmise à ces ordres. Or, l'anomalie de Rayleigh traduit justement le transfert d'énergie vers des ordres qui deviennent propagatifs,
- l'analyse de la phase a montré que l'on avait une résonance de cavité qui coïncide parfaitement avec ces pics d'absorption pour le mode ± 1 .
- il existe d'autres pics d'absorption avec un comportement similaire, et qui ne sont pas proches de la limite entre deux de ces zones.

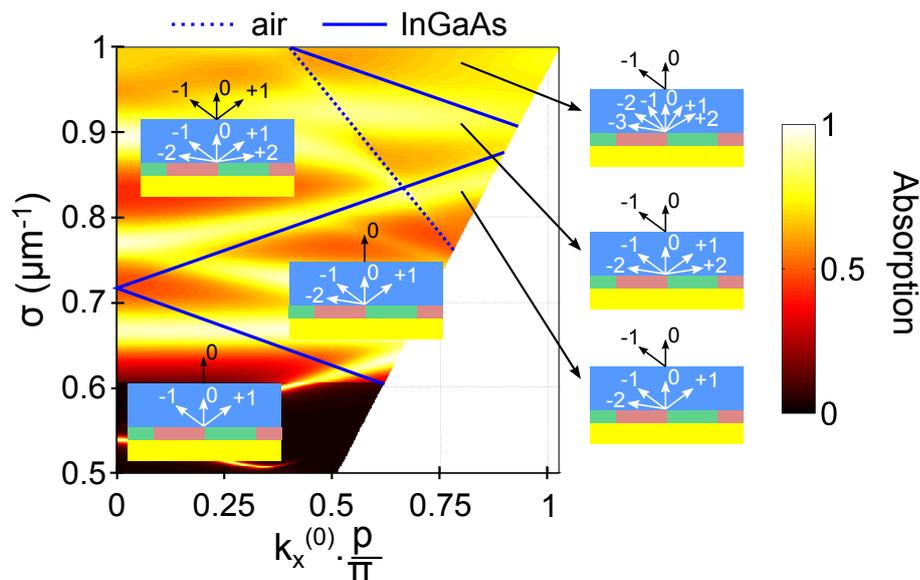


FIGURE 9.11 – Spectre d'absorption de la structure NG2 en polarisation TM en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant l'axe x . Les traits délimitent les zones où un des ordres diffractés dans l'InGaAs et dans l'air est soit propagatif, soit évanescent. Seul l'ordre -1 dans l'air (trait pointillé) engendre une anomalie de Rayleigh.

Confinement latéral de l'absorption

Nous avons vu sur les cartes du champ électrique des cavités (figures 9.5-9.6) que les résonances induisaient un confinement latéral important du champ électrique au-dessus des parties isolantes ou conductrices du réseau, d'où une absorption du rayonnement confinée

Structure	λ (μm)	Polarisation	Zone 1 (%)	Zone 2 (%)
NG1	1.03	TE	33	67
	1.07	TM	54	46
	1.14	TM	46	54
	1.36	TE	50	50
	1.50	TM	91	9
NG2	1.10	TE	74	26
	1.12	TM	80	20
	1.22	TE	31	69
	1.30	TM	23	77
	1.50	TE	67	33
	1.50	TM	79	21

TABLE 9.4 – Répartition de l'absorption dans la cavité semiconductrice entre les régions situées au-dessus des parties conductrices (zone 1) ou isolantes (zone 2) du réseau dans les structures NG1 et NG2. Les ratios conducteur - isolant dans les réseaux sont respectivement 61/39 pour NG1 et 50/50 pour NG2.

latéralement elle aussi. Pour évaluer la localisation de l'absorption dans le semiconducteur, nous avons calculé les ratios d'absorption entre les zones situées au-dessus des parties conductrices (zone 1) ou isolantes (zone 2) du réseau. Les valeurs sont rassemblées dans le tableau 9.4 : on constate bien un déséquilibre dans les ratios d'absorption par rapport au ratio des deux matériaux dans une période du réseau (61/39 pour le réseau or - diélectrique, et 50/50 pour le réseau semiconducteur - diélectrique), ce qui prouve qu'il y a bien une concentration du champ dans une des deux zones.

Cette situation n'est pas dénuée d'intérêt, dans la mesure où elle peut contribuer à augmenter la sensibilité du détecteur. Pour le comprendre, prenons l'exemple d'un détecteur ayant un volume $A_t L$ de semiconducteur, où A_t et L sont respectivement la surface et l'épaisseur de la couche absorbante, ainsi qu'un rendement quantique externe η_{ext} et une densité de courant d'obscurité i_{obs} . De par sa définition, la détectivité de ce détecteur est proportionnelle au rapport $\eta_{ext}/\sqrt{i_{obs}}$. Supposons maintenant que seuls les porteurs de charge créés dans le volume $A_a L$ de semiconducteur sont collectés, $A_a = \beta A_t$ représentant la surface active du détecteur. Le rendement quantique devient $\alpha \eta_{ext}$, où α est le rapport du nombre de photons absorbés dans $A_a L$ par rapport au nombre total de photons absorbés dans $A_t L$, et la densité de courant d'obscurité devient βi_{obs} . La nouvelle valeur de détectivité est alors pondérée par le facteur $r = \alpha/\sqrt{\beta}$. Elle sera meilleure si $r > 1$, soit $\alpha > \sqrt{\beta}$, et sera maximale lorsque $\alpha = 1$, qui donne $r_{max} = 1/\sqrt{\beta}$. Bien sûr, cela n'est envisageable que lorsque l'absorption des photons n'est pas uniforme sur toute la surface du détecteur, car sinon nous aurions $\alpha = \beta$, d'où $r < 1$ si $\beta < 1$. Il faut donc que l'absorption ait lieu préférentiellement dans la région active du détecteur pour que l'on ait une chance d'améliorer la détectivité. Or, c'est justement ce que l'on a aux résonances des cavités NG1 et NG2.

Nous supposons qu'il est possible de rendre inactive la zone 2 du semiconducteur de nos cavités. Le coefficient β correspond alors à la proportion de matériau conducteur dans le réseau de couplage, soit respectivement 61 % et 50 % pour NG1 et NG2, et α correspond à la part de l'absorption qui a lieu dans la zone 1 du semiconducteur. La condition $r > 1$ est obtenue pour $\alpha > 78$ % pour NG1 et $\alpha > 71$ % pour NG2, ce qui nous laisse avec peu

de résonances intéressantes : nous obtenons un rendement de 1.17 pour la résonance à 1.50 μm de NG1, et des rendements respectifs de 1.05, 1.13 et 1.12 pour les résonances à 1.10 μm (TE), 1.12 μm (TM) et 1.5 μm (TM) de NG2. Par ailleurs, les rendements maximaux atteignables sont peu élevés, avec respectivement $r_{max} = 1.28$ et $r_{max} = 1.41$ pour NG1 et NG2. Par conséquent, si le concept décrit ici peut paraître intéressant, les cavités NG1 et NG2 ne permettent pas d'obtenir une augmentation significative de la détectivité, entre autres parce que la part de surface active est trop importante.

9.2.4 Résumé

Nous avons dimensionné deux cavités bimodes NG1 et NG2 intégrant des hétérojonctions InP/InGaAs d'épaisseurs inférieures à λ/n et présentant plusieurs résonances de modes guidés entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \mu\text{m}$. Ces cavités comportent un réseau lamellaire InP/diélectrique ou or/diélectrique en face arrière. Les deux modes de propagation de la cavité sont 0 et ± 1 , le mode ± 1 étant en réflexion totale interne à l'interface avec l'air. Nous nous sommes principalement intéressés à ce que l'ajout du réseau de couplage implique sur le nombre de résonances de cavité et sur les propriétés optiques de ces résonances, tout en optimisant ces cavités de telle sorte à avoir les résonances les plus intéressantes à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. La comparaison des cavités NG1 et NG2 avec les cavités non structurées montre que le mode guidé ± 1 permet d'obtenir au moins une résonance supplémentaire entre 1 μm et 1.6 μm . Nous avons ainsi observé l'existence de plusieurs pics d'absorption dans cette bande spectrale, avec en moyenne plus de 80 % du rayonnement qui est absorbé dans l'InGaAs aux résonances. Cependant, ces pics sont encore trop distants les uns des autres, avec des écarts compris entre 100 nm et 250 nm pour NG2 (resp. plus de 300 nm pour NG1), pour des largeurs à mi-hauteur des pics de l'ordre de 100-180 nm (150-250 nm). Par ailleurs, nous observons une forte dépendance de la réponse optique vis-à-vis de la polarisation de l'onde incidente. Plutôt que d'optimiser davantage ces cavités pour obtenir une large bande spectrale d'absorption et nous affranchir de la dépendance en polarisation, nous considérons dans la section suivante des réseaux 2D naturellement insensibles à la polarisation en incidence normale.

L'analyse conjointe du graphe de fluence et du spectre angulaire des structures a montré que les pics d'absorption sont le fait de résonances de type Fabry-Perot n'impliquant qu'un seul des deux modes de propagation de la cavité, à l'exception notable de la cavité NG1 en polarisation TM, où nous avons l'apparition de résonances possiblement hybrides. Ainsi, le couplage de ces modes a une incidence plutôt faible sur les résonances, sauf pour la structure NG1 en polarisation TM. En revanche, il permet d'amplifier le champ électrique dans les deux modes de la cavité alors qu'un seul de ces modes résonne, ce qui donne lieu aux confinements latéraux observés sur le champ électrique. Ainsi, les résonances optimisées à 1.5 μm , en polarisation TM pour NG1 et dans les deux polarisations pour NG2, présentent une absorption dans l'InGaAs plus importante au-dessus des zones conductrices du réseau. Pour NG1, près de 91 % de l'absorption dans l'InGaAs a lieu au-dessus des zones conductrices du réseau, contre 9 % au-dessus des zones isolantes, pour un ratio d'occupation de 61/39. Pour NG2, 67 % (resp. 79 %) de l'absorption dans l'InGaAs a lieu au-dessus des murs d'InP en polarisation TE (resp. TM) pour un ratio d'occupation de 50/50. Ce confinement est intéressant lorsque seuls les porteurs situés au-dessus des zones conductrices du réseau sont

collectés, car il permet de conserver un rendement quantique élevé, tout en réduisant le courant d'obscurité, ce qui donne lieu à une détectivité plus élevée. Toutefois, nous avons vu que cette amélioration est faible avec les cavités NG1 et NG2, le gain maximal que l'on parvient à atteindre étant de 1.17 à 1.5 μm pour la cavité NG1. Pour que ce concept soit efficace, il nous faudrait pouvoir réduire la surface de la zone conductrice, tout en y conservant un confinement optique important.

Dans la suite de cette étude, nous remplaçons les réseaux de couplage structurés périodiquement selon x par des réseaux similaires structurés à la fois selon x et selon y . Cela nous permettra d'une part de nous affranchir de la dépendance de la réponse optique vis-à-vis de la polarisation. Nous espérons d'autre part obtenir des résonances plus nombreuses et plus rapprochées, en couplant l'onde incidente avec davantage de modes guidés de la cavité.

9.3 Passage aux réseaux 2D

La cavité NG2 est plus intéressante que la cavité NG1, car elle présente plusieurs résonances induisant plus de 80 % d'absorption du rayonnement dans l'InGaAs pour chaque polarisation. Cependant, ces résonances sont spectralement fines et relativement distantes les unes des autres, ce qui ne permet pas d'absorber le rayonnement sur une gamme spectrale large. Par ailleurs, comme nous utilisons un réseau de couplage 1D, la réponse optique de la cavité présente une forte dépendance vis-à-vis de la polarisation et de l'angle d'incidence. Afin d'améliorer les propriétés spectrales de cette cavité, nous passons du réseau 1D à un réseau 2D, structuré périodiquement à la fois suivant x et y . Nous étudions plusieurs motifs de réseaux, et analysons les résonances obtenues.

9.3.1 Passage direct 1D - 2D

Spectres d'absorption

Nous avons calculé la réponse optique de la structure NG2 pour trois configurations différentes du réseau 1D transposé en 2D, sans changer la nature ou l'épaisseur des couches. Pour rappel, la structure NG2 est composée d'une couche d'InP, d'une couche d'InGaAs, et du réseau lamellaire InP-diélectrique, d'épaisseurs respectives 60 nm, 315 nm et 200 nm, et d'un miroir d'or en face arrière. Le réseau lamellaire est formé à 50 % d'InP et à 50 % d'isolant. Pour le passage au cas 2D, nous fixons la période suivant x et y à 800 nm, ce qui correspond à la période du réseau lamellaire. Nous avons décomposé le motif élémentaire en quatre carrés identiques, et fait varier le taux de remplissage du réseau en remplissant ces carrés d'InP ou de diélectrique. Nous avons donc 3 configurations possibles (fig. 9.12) : i) un plot d'InP dans une matrice de diélectrique, ii) une distribution en échiquier, et iii) un plot de diélectrique dans une matrice d'InP. Comme les structurations sont identiques suivant x et y , la réponse optique est la même dans les deux polarisations sous incidence normale. Nous avons simulé le spectre d'absorption de la structure pour ces trois cas à l'aide du code FFPA décrit dans la partie II, en tenant compte des symétries pour accélérer les temps de calcul. Les courbes correspondantes sont représentées sur la figure 9.13, avec également

celle de la structure NG2 de départ pour les deux polarisations. Les courbes en pointillés correspondent à l'absorption totale dans la couche d'InGaAs.

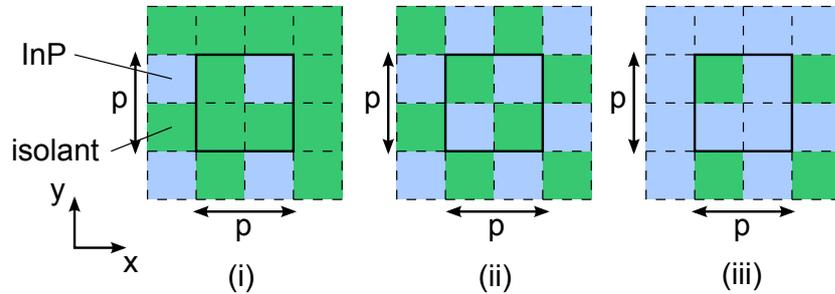


FIGURE 9.12 – Vues du dessus des trois configurations du réseau 2D InP - isolant : (i) plot d'InP dans une matrice de matériau isolant, (ii) échiquier, (iii) plot d'isolant dans une matrice d'InP.

Tout d'abord, nous constatons une multiplication du nombre de pics d'absorption lorsqu'on passe du réseau 1D aux réseaux 2D, avec en moyenne 7 pics d'absorption entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \mu\text{m}$ pour les réseaux 2D, contre 4 pics d'absorption pour le réseau 1D lorsqu'on ne considère qu'une seule polarisation. Par ailleurs, comme elles sont plus rapprochées, elles permettent d'avoir des bandes d'absorptions plus larges qu'avec le réseau 1D. En revanche, nous voyons que ces pics d'absorption ont une amplitude plus faible que pour le réseau 1D, ce qui fait que nous n'avons pas un gain significatif sur l'absorption moyenne dans l'InGaAs entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$. Celle-ci est de 57 % avec le réseau 1D pour les deux polarisations, contre 61 %, 60 % et 55 % respectivement avec le réseau en échiquier, le plot périodique d'InP et le plot périodique de diélectrique. Nous obtenons tout de même des bandes d'absorption intéressantes autour de 1.4-1.5 μm , avec en moyenne 70 % du rayonnement qui est absorbé dans l'InGaAs entre 1.22 μm et 1.53 μm ($\Delta\lambda = 310 \text{ nm}$) pour le plot d'InP, entre 1.34 μm et 1.60 μm ($\Delta\lambda = 260 \text{ nm}$) pour le réseau en échiquier, et entre 1.48 μm et 1.62 μm ($\Delta\lambda = 140 \text{ nm}$) pour le plot diélectrique. En comparaison, nous obtenons 70 % d'absorption dans l'InGaAs entre 1.41 μm et 1.57 μm (resp. entre 1.44 μm et 1.56 μm) avec le réseau 1D en polarisation TE (TM), soit $\Delta\lambda = 160 \text{ nm}$ (120 nm). Nous sommes donc parvenus à élargir la bande d'absorption autour de 1.4-1.5 μm en passant à des réseaux de couplage 2D, sauf pour le plot périodique de diélectrique. Dans la suite de l'étude, nous n'étudions plus que le réseau en échiquier et le plot périodique d'InP.

Cartes de champ et confinement de l'absorption

Les figures 9.14-9.15 montrent les cartes de champ $|E|^2$ relatives aux pics d'absorption obtenus avec les réseaux 2D de type échiquier et plot d'InP entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.65 \mu\text{m}$, dans le cas où le champ électrique incident est polarisé suivant x . Celles-ci ont été intégrées suivant z afin d'étudier plus spécifiquement la localisation de l'absorption selon x et y , et d'évaluer quels sont les modes propagatifs qui sont sollicités aux résonances de cavité. Tout d'abord, on constate une distribution assez variée du champ E^2 suivant les résonances et la configuration du réseau. Le point commun avec la plupart de ces résonances est que les

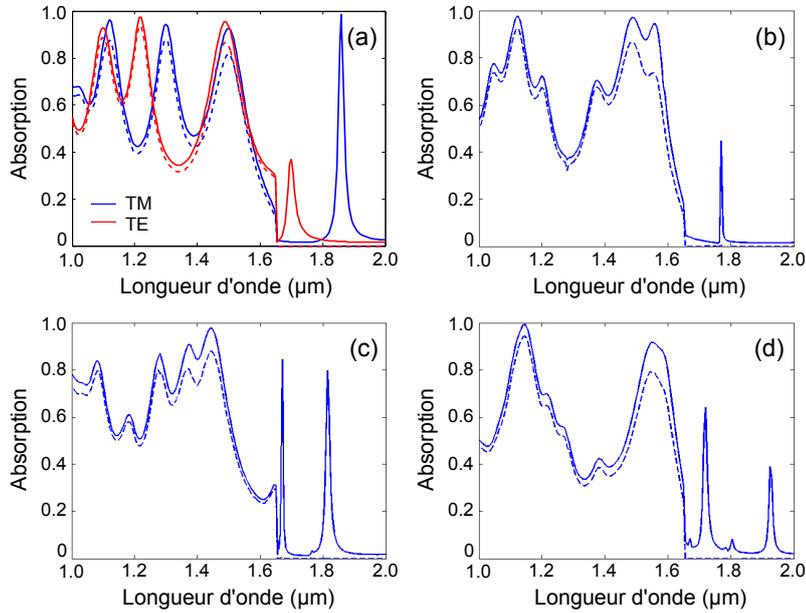


FIGURE 9.13 – Spectres d’absorption de la structure NG2 en polarisation TE+TM (a), et pour la même structure couplée à un réseau 2D dont on change le taux de remplissage : (b) échiquier, (c) plot d’InP dans une matrice de matériau isolant, (d) plot d’isolant dans une matrice d’InP. En pointillés, l’absorption dans la couche d’InGaAs.

maxima de champ sont distants d’une demi-période ou d’une période selon chacun des axes. Nous avons observé des variations similaires suivant x pour les cavités couplées à un réseau 1D (voir figures 9.5-9.6), ce qui nous avait permis de tirer les conclusions suivantes :

- Lorsque les maxima sont distants d’une demi-période, l’onde est confinée principalement dans les modes associés aux ordres +1 et -1 selon x et/ou y de la cavité.
- Lorsque les maxima sont distants d’une période, l’onde est confinée à la fois dans les modes associés aux ordres +1 et -1 et dans le mode fondamental.

Par conséquent, nous pouvons déduire des cartes de champs que les résonances impliquent principalement le mode fondamental et les ordres diffractés +1 et -1.

Certaines de ces résonances présentent un confinement important de l’absorption du rayonnement au-dessus des zones conductrices ou isolantes des réseaux, comme nous l’observions déjà pour les réseaux de couplage 1D. Les valeurs des ratios d’absorptions entre ces deux zones sont indiqués dans le tableau 9.5. Si l’on reprend le raisonnement précédent sur le gain de la détectivité lié au confinement latéral de l’absorption, nous avons respectivement $\beta = 50\%$ et 25% pour le réseau en échiquier et pour le plot d’InP, d’où $r_{max} = 1.41$ pour le premier et $r_{max} = 2$ pour le second. Dans le cas de l’échiquier, le confinement aux résonances est insuffisant pour pouvoir espérer améliorer la détectivité, car il faudrait $\alpha > \beta^{-1} = 0.71$. Quant au plot périodique d’InP, il suffit d’avoir $\alpha > 50\%$, ce que nous ne parvenons pas non plus à obtenir. Telles qu’elles sont actuellement dimensionnées, nos deux structures n’ont

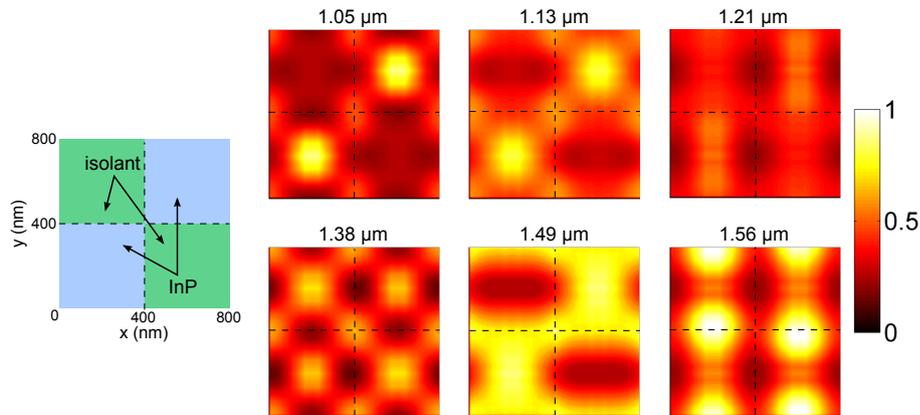


FIGURE 9.14 – Distributions du champ électrique $|E|^2$ aux résonances de la cavité, intégré sur l'épaisseur de la couche d'InGaAs, pour le réseau en échiquier.

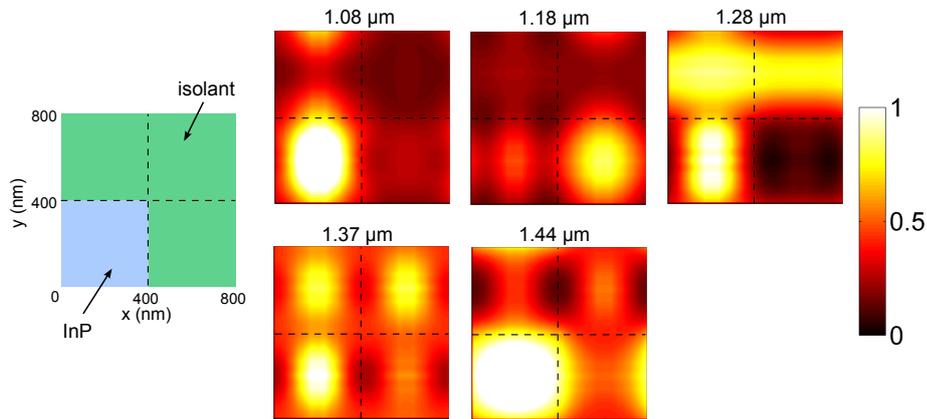


FIGURE 9.15 – Distributions du champ électrique $|E|^2$ aux résonances de la cavité, intégré sur l'épaisseur de la couche d'InGaAs, pour le réseau constitué d'un plot périodique d'InP dans une matrice de matériau diélectrique.

pas un confinement latéral suffisamment important pour que l'on puisse espérer améliorer la détectivité en ne sélectionnant que les porteurs de la zone 1.

9.3.2 Étude des résonances

Nous effectuons une étude rapide des résonances constatées pour la cavité couplée aux différents réseaux 2D. Celle-ci n'a pas pour but d'élucider les mécanismes de résonance comme cela a été fait avec les réseaux 1D. Nous cherchons uniquement à identifier quels sont les modes importants de la structure.

Modes de propagation de la cavité

Nous nous posons la question de savoir quels sont les modes associés aux ordres diffractés par le réseau qui peuvent se propager dans la cavité. Comme les réseaux sont maintenant

Réseau	λ (μm)	Zone 1 (%)	Zone 2 (%)
échiquier	1.05	61	39
	1.13	60	40
	1.21	54	46
	1.38	48	52
	1.49	59	41
	1.56	48	52
plot InP	1.08	50	50
	1.18	23	77
	1.28	30	70
	1.37	27	73
	1.44	44	66

TABLE 9.5 – Part de l’absorption du rayonnement dans l’InGaAs qui a lieu au-dessus des parties conductrices (InP, Zone 1), ou isolantes (diélectrique, Zone 2) des réseaux 2D de type échiquier et plot d’InP.

structurés périodiquement selon x et y , nous devons tenir compte des ordres de diffraction dans ces deux directions. Les composantes k_x et k_y des vecteurs d’onde associés à ces ordres en incidence normale sont :

$$k_x^{(m_x)} = k_0 + \frac{2\pi m_x}{p} \quad (9.18)$$

$$k_y^{(m_y)} = k_0 + \frac{2\pi m_y}{p} \quad (9.19)$$

où m_x et m_y sont des entiers relatifs. La composante du vecteur d’onde suivant z ($\varphi = 0$) s’écrit $k_z/k_0 = \sqrt{n^2 - (m_x^2 + m_y^2)(\frac{\lambda}{p})^2}$, où n est l’indice du milieu de propagation. On a donc dégénérescence des modes $(\pm m_x, \pm m_y)$.

La figure 9.16 montre l’évolution de la partie imaginaire de k_z/k_0 en fonction de la longueur d’onde pour les premiers ordres diffractés dans l’InP et dans l’InGaAs, que nous avons calculés avec le code FFPA : ceux-ci deviennent évanescents lorsque $\text{Im}(k_z/k_0)$ devient non nul pour l’InP, ou lorsque la courbe diverge pour l’InGaAs. On constate qu’il y a davantage d’ordres qui se propagent dans les deux couches que dans le cas du réseau 1D, avec l’apparition des ordres $(\pm 1, \pm 1)$ qui se propagent jusqu’à $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ dans l’InP et $\lambda = 1.95 \mu\text{m}$ pour l’InGaAs, et les ordres $(\pm 1, \pm 2)$ et $(\pm 2, \pm 1)$ jusqu’à $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$. Une fois de plus, on ne tient compte que des combinaisons symétriques des ordres dégénérés, ce qui nous laisse avec 5 modes propagatifs entre $\lambda = 1.4$ et $\lambda = 1.8 \mu\text{m}$ qui sont les modes $(0,0)$, $(0, \pm 1)$ et $(\pm 1, 0)$, et $(\pm 1, \pm 1)$ ³, et 11 modes en-dessous de $1.4 \mu\text{m}$ avec l’apparition des modes $(0, \pm 2)$, $(\pm 2, 0)$, $(\pm 1, \pm 2)$ et $(\pm 2, \pm 1)$.

Influence de ces modes sur la réponse optique

L’étude des cavités couplées à des réseaux 1D avait montré que seuls le mode fondamental et le mode symétrique ± 1 participaient à la propagation de l’onde dans la cavité entre $1 \mu\text{m}$

³Pour les ordres diffractés $(\pm 1, \pm 1)$, nous devons tenir compte des deux polarisations, contrairement aux autres ordres diffractés pour lesquels une seule polarisation est sollicitée, d’où l’existence de deux modes symétriques au lieu d’un seul.

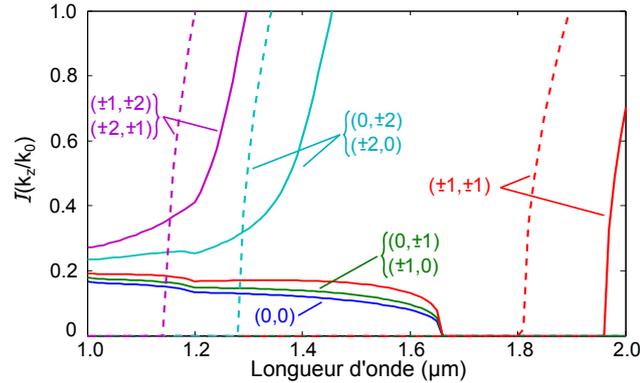


FIGURE 9.16 – Évolution de la partie imaginaire de la valeur propre normalisée k_z/k_0 pour les premiers ordres diffractés (m_x, m_y) des couches d'InP (traits pointillés) et d'InGaAs (traits continus), pour un système périodique de période $p = 800$ nm.

et $2 \mu\text{m}$. Le mode symétrique ± 2 , bien que propagatif jusqu'à $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$, ne jouait alors aucun rôle. Pour les réseaux 2D, nous soupçonnons qu'il en est de même, car l'étude des cartes de champ aux diverses résonances nous a révélé que celles-ci résultaient principalement d'interactions entre le mode fondamental et les modes associés aux ordres $+1$ et -1 . Pour le vérifier, nous calculons à nouveau le spectre d'absorption de ces cavités, en annulant cette fois les termes de propagation de tous les modes des couches semiconductrices à l'exception de ceux qui nous intéressent. Nous regardons ainsi l'évolution des courbes lorsqu'on ne considère que la propagation du mode fondamental dans la cavité, et lorsqu'on prend également en compte la propagation des modes $(0, \pm 1), (\pm 1, 0)$ et $(\pm 1, \pm 1)$ (figure 9.17). On voit alors que les spectres d'absorption sont quasiment inchangés lorsqu'on ne prend en compte que les modes associés aux ordres $0, +1$ et -1 , signe que les modes associés aux ordres $+2$ et -2 (soit les modes $(0, \pm 2), (\pm 2, 0), (\pm 1, \pm 2)$ et $(\pm 2, \pm 1)$) ne jouent pas de rôle prépondérant. Nous en déduisons que l'onde ne se propage que dans 5 modes de la cavité. Autre point intéressant, nous constatons pour les courbes associées à la propagation de l'ordre $(0, 0)$ que la position des maxima d'absorption coïncide avec celle des deux pics les plus importants des spectres complets, soit à $1.08 \mu\text{m}$ et $1.44 \mu\text{m}$ pour le plot d'InP, $1.13 \mu\text{m}$ et $1.49 \mu\text{m}$ pour l'échiquier. Nous pouvons donc formuler comme hypothèse que ces pics correspondent aux résonances de type Fabry-Perot du mode fondamental dans la cavité, et que les autres pics sont des résonances des modes associés aux ordres $(0, \pm 1), (\pm 1, 0)$ et $(\pm 1, \pm 1)$.

9.3.3 Comportement angulaire

En incidence normale, les bandes d'absorption de nos structures autour de $1.4\text{-}1.5 \mu\text{m}$ sont larges, du fait de résonances de modes guidés présentes à des longueurs d'onde voisines. Or, le comportement de ces résonances peut dépendre fortement de l'angle d'incidence θ que fait l'onde avec l'axe vertical, ainsi que de la polarisation de l'onde. Afin de s'assurer que la largeur spectrale de nos bandes d'absorption change peu en fonction de l'angle, nous avons calculé les spectres d'absorption dans les deux polarisations (voir figure 9.18) pour θ de 0° à 40° dans le plan (xz) . Ces spectres peuvent être comparés à ceux obtenus précédemment

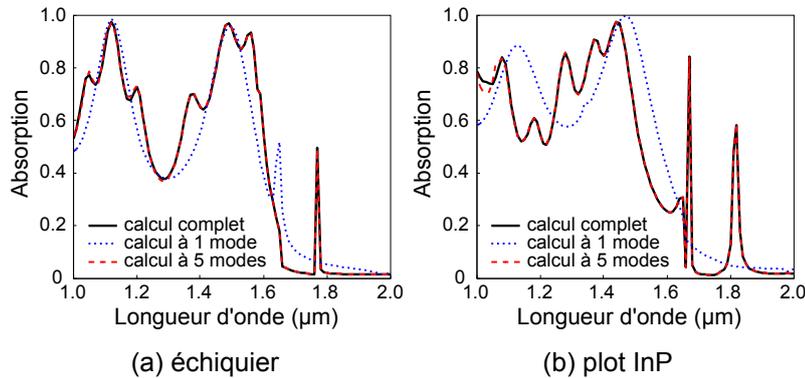


FIGURE 9.17 – Comparaison des spectres d’absorption de la cavité couplée aux divers réseaux 2D et des spectres calculés en ne tenant compte que de la propagation du mode fondamental (calcul à 1 mode), ou du mode fondamental et des modes associés aux ordres +1 et -1 (calcul à 5 modes), soit les modes $(0,0)$, $(0,\pm 1)$, $(\pm 1,0)$ et les deux modes $(\pm 1,\pm 1)$.

pour la cavité NG2 couplée au réseau 1D (voir figure 9.10).

Tout d’abord, nous constatons que les deux bandes d’absorption de nos structures restent localisées autour des mêmes gammes spectrales quel que soit l’angle d’incidence. Elles sont constituées d’un pic d’absorption principal qui ne dépend pas de θ et résulte sans nul doute d’une résonance du mode fondamental, situé autour de $1.1 \mu\text{m}$ ($0.9 \mu\text{m}^{-1}$) et $1.47 \mu\text{m}$ ($0.68 \mu\text{m}^{-1}$) pour l’échiquier et $1.08 \mu\text{m}$ ($0.93 \mu\text{m}^{-1}$) et $1.45 \mu\text{m}$ ($0.69 \mu\text{m}^{-1}$) pour le plot d’InP. Des pics périphériques dont la position dépend de θ à des degrés divers viennent élargir ces bandes d’absorption. Ici, nous nous intéressons exclusivement à celles situées à $1.4\text{-}1.5 \mu\text{m}$.

Pour l’échiquier, les pics périphériques de part et d’autre du pic principal à $1.47 \mu\text{m}$ se dédoublent rapidement lorsque la symétrie du problème disparaît. Alors qu’un des deux pics vient se confondre avec le pic principal, l’autre s’en éloigne rapidement, ce qui résulte en un rétrécissement de la bande d’absorption. Cela se passe un peu différemment dans le cas du plot d’InP en polarisation TE, car on voit que la position des pics périphériques autour de $1.3 \mu\text{m}$ ($0.77 \mu\text{m}^{-1}$) varie peu en fonction de θ , ce qui permet de conserver la largeur spectrale de la bande d’absorption. En polarisation TM, on voit clairement que ces pics se dédoublent, mais l’absorption reste importante sur une large gamme spectrale. Pour en être sûr, nous avons calculé la largeur spectrale des bandes d’absorption situées autour de $1.4\text{-}1.5 \mu\text{m}$ à $\theta = 20^\circ$ pour une absorption moyenne du rayonnement dans la structure de 80 % (voir tableau 9.6), et l’avons comparée à celle du pic d’absorption à $1.5 \mu\text{m}$ de la cavité NG2 couplée au réseau 1D en incidence normale, celle-ci variant peu entre 0° et 20° . On voit que la bande spectrale est plus large pour des réseaux de couplage 2D, allant même jusqu’à 300 nm dans le cas du plot périodique d’InP, soit un gain d’un facteur 2 par rapport au réseau 1D. Les valeurs de ce tableau peuvent être considérées comme étant stables entre 0° et 20° , ce qui offre des perspectives intéressantes pour l’utilisation de ce genre de structure pour de la détection.

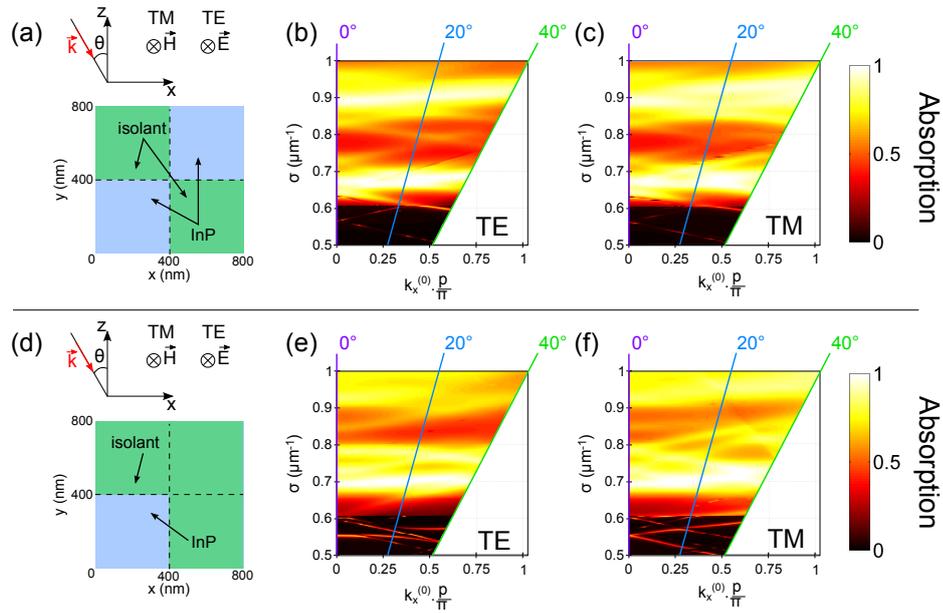


FIGURE 9.18 – Spectres d'absorption de la cavité NG2 couplée au réseau échiquier (a-b-c) ou au plot périodique d'InP (d-e-f) en fonction de l'angle d'incidence, en polarisation TE (gauche) et TM (droite). L'axe des abscisses correspond à la projection du vecteur d'onde incident sur l'axe x .

Réseau	Gamme spectrale (μm)		Largeur spectrale (nm)	
	TE	TM	TE	TM
1D	1.42 - 1.56	1.43 - 1.56	140	130
échiquier	1.38 - 1.60	1.36 - 1.60	220	240
plot InP	1.23 - 1.54	1.24 - 1.54	310	300

TABLE 9.6 – Caractéristiques des bandes d'absorption proches de 1.4-1.5 μm pour lesquelles on a en moyenne 80 % d'absorption du rayonnement dans la structure, pour les différents réseaux de couplage. Celles-ci ont été déterminées à $\theta = 10^\circ$ pour le réseau de couplage 1D et à $\theta = 20^\circ$ pour les réseaux 2D.

9.3.4 Résumé

En passant du réseau de couplage 1D aux réseaux 2D, nous sommes parvenus en premier lieu à nous affranchir de la dépendance de la réponse optique vis-à-vis de la polarisation en incidence normale. Le rayonnement se propage alors selon 5 modes symétriques (3 si on tient compte des dégénérescences) au lieu de 2, ce qui donne lieu à un plus grand nombre de résonances de modes guidés dans le cas du réseau en échiquier et du plot périodique d'InP. Nous obtenons des bandes d'absorption combinant plusieurs de ces résonances autour de 1.4-1.5 μm , qui sont plus larges qu'avec le réseau 1D et qui de surcroît dépendent peu de l'angle d'incidence ou de la polarisation. Dans le cas du plot périodique d'InP, nous avons ainsi en moyenne 80 % d'absorption dans la structure sur une gamme spectrale large d'environ 300 nm dans les deux polarisations, soit deux fois la largeur spectrale de la résonance obtenue à 1.5 μm avec le réseau 1D, ce qui nous rapproche de notre objectif de départ qui était

d'absorber sur une bande spectrale large de 400 nm.

Enfin, l'étude des cartes de champ associées aux résonances a montré que l'absorption dans le semiconducteur est localisée spatialement, comme avec le réseau de couplage 1D. En revanche, si certaines des résonances permettent d'avoir plus d'absorption au-dessus des zones conductrices qu'au-dessus des zones isolantes du réseau, le confinement ne suffit pas pour que l'on puisse envisager d'améliorer la sensibilité du dispositif en rendant les zones isolantes inactives. Cela contribuerait même à réduire la sensibilité, car le gain sur la détectivité est inférieur ou égal à 1 pour toutes les résonances.

9.4 Conclusion

Nous avons étudié et dimensionné plusieurs cavités résonantes du type air-semiconducteur-métal comportant un réseau 1D ou 2D au niveau de l'interface semiconducteur-métal. Ce réseau permet de coupler l'onde incidente aux modes guidés de la cavité, et d'obtenir ainsi davantage de résonances par rapport à des cavités non structurées. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à des cavités bimodes, avec un réseau de couplage 1D composé d'un matériau conducteur (or ou InP dopé) et d'un matériau isolant (diélectrique d'indice $n_2 = 2$). Nous avons ainsi obtenu plusieurs résonances entre 1 μm et 1.6 μm , avec près de 80 % du rayonnement qui est absorbé dans l'InGaAs, dont l'épaisseur est de seulement 260 nm pour le réseau or-diélectrique (cavité NG1), et 315 nm pour le réseau InP-diélectrique (cavité NG2). En revanche, ces résonances sont trop distantes les unes des autres et trop fines spectralement pour permettre l'obtention d'une large bande d'absorption. De plus, la réponse optique dépend fortement à la fois de la polarisation de l'onde et de l'angle d'incidence.

Pour ces raisons, nous avons cherché dans un deuxième temps à améliorer les propriétés de la cavité NG2 en utilisant cette fois des réseaux de couplage bidimensionnels. Grâce à un plus grand nombre de modes propagatifs qui induisent un plus grand nombre de résonances, nous avons obtenu des bandes d'absorption plus larges, et qui dépendent peu de l'angle d'incidence ou de la polarisation. Ainsi, pour un réseau de couplage consistant en un plot carré périodique d'InP dans une matrice de diélectrique, près de 70 % du rayonnement est absorbé dans l'InGaAs sur une gamme spectrale large de 310 nm. Si ces premières structures permettent déjà d'envisager la conception de détecteurs avec un courant d'obscurité réduit et une détectivité élevée, il devrait être possible de dimensionner des cavités similaires plus performantes. Nous devrions notamment pouvoir à la fois augmenter l'absorption dans le semiconducteur et obtenir des bandes d'absorption plus larges en augmentant la période et en complexifiant quelque peu les motifs du réseau.

Au cours de cette étude, nous avons observé un phénomène intéressant, qui consiste en la localisation de l'absorption des photons dans l'InGaAs soit au-dessus des zones conductrices du réseau, soit au-dessus des zones isolantes. Nous avons alors imaginé un moyen d'améliorer la détectivité d'un détecteur, qui consiste à ne collecter les porteurs de charge que dans une fraction β du volume total de semiconducteur. La détectivité est alors d'autant plus élevée que β est faible, et que la proportion α des photoporteurs générés dans le volume actif est proche de 1. En ce qui nous concerne, β est trop élevé et le confinement optique

est insuffisant pour avoir un gain important sur la détectivité par ce moyen. Ainsi, seules quelques résonances des cavités couplées à des réseaux 1D ont un gain légèrement supérieur à 1. Il s'agit malgré cela d'un concept intéressant, qui pourrait être appliqué à des structures résonantes disposant d'un meilleur confinement de l'absorption que nos cavités, et pour lequel nous avons déposé un brevet.

Chapitre 10 Étude des propriétés électroniques d'une diode de faible épaisseur

Sommaire

10.1 Analyse numérique de l'hétérojonction ANG	167
10.1.1 Description de l'hétérojonction	167
10.1.2 Simulations numériques	168
10.2 Caractérisation expérimentale	170
10.2.1 Réalisation de diodes aveugles	170
10.2.2 Caractéristique courant-tension des diodes	171
10.3 Conclusion	173

LE CHAPITRE précédent était consacré au dimensionnement de cavités semiconductrices structurées permettant une absorption importante du rayonnement dans une fine couche d'InGaAs. Pour que cette étude puisse amener à la réalisation de composants à forte détektivité, il nous reste encore à dimensionner des diodes fonctionnelles adaptées à ces cavités et présentant un faible courant d'obscurité. La suite du travail consiste donc à analyser les propriétés électroniques d'hétérojonctions InP/InGaAs conçues spécifiquement pour ces cavités. Nous présentons ici les principaux résultats qui ont été obtenus pour une hétérojonction conçue pour la cavité NG2. Ce travail a fait l'objet du stage de fin d'études de Michaël Verdun.

10.1 Analyse numérique de l'hétérojonction ANG

10.1.1 Description de l'hétérojonction

Une première structure a été proposée et épitaxiée dans le but de concevoir une hétérojonction adaptée à la cavité NG2, que nous avons baptisée ANG. La figure 10.1 montre le détail des couches épitaxiées. La croissance de ces couches s'effectue sur un substrat d'InP, et l'accord de maille est assuré par une couche de "buffer" en InP de 100 nm d'épaisseur et de dopage 10^{18} cm^{-3} . La structure peut être assimilée à une homojonction pin d'InGaAs dont on aurait substitué une partie de l'InGaAs dans les régions dopées par de l'InP ; nous verrons plus loin ce que cela change au niveau de la caractéristique I(V) de la diode. Les dimensions de l'hétérojonction sont conformes à celles de la cavité NG2, à ceci près que la région à structurer comporte ici 180 nm d'InP et 20 nm d'InGaAs là où nous avons 200 nm d'InP pour la cavité. Cela a toutefois une incidence faible sur la réponse optique du système.

Les couches d'InP introduites dans les régions dopées permettent d'induire une différence de concentration des porteurs minoritaires injectés, ce qui se traduit par une diminution

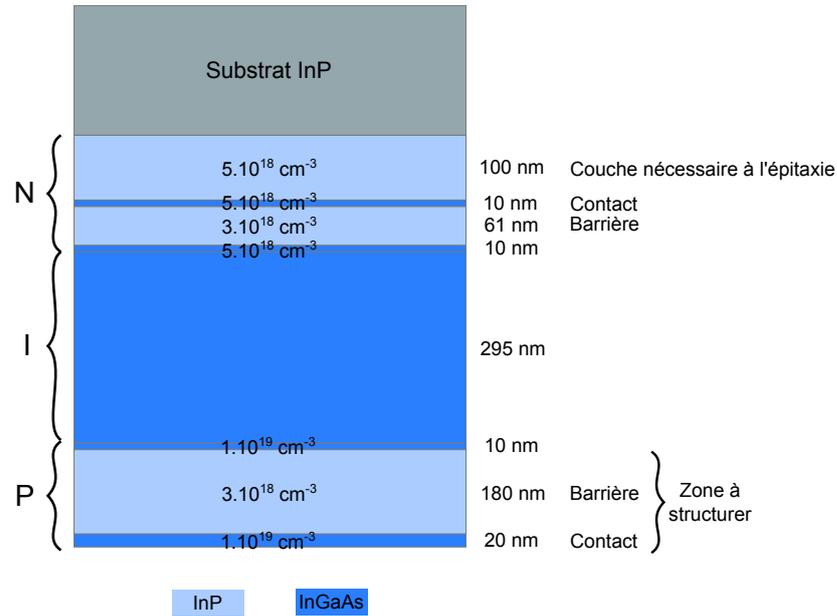


FIGURE 10.1 – Détail des épaisseurs et dopages des couches épitaxiales d'InP et d'InGaAs pour la réalisation de l'hétérojonction ANG.

importante du courant d'obscurité lié à la diffusion de ces porteurs. Cette diminution est de l'ordre de $\exp(\Delta E_g/k_B T)$, où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température, et $\Delta E_g = |E_g^{\text{InGaAs}} - E_g^{\text{InP}}|$ est la différence entre les énergies de gap de l'InGaAs ($E_g^{\text{InGaAs}} = 1.33$ eV) et l'InP ($E_g^{\text{InP}} = 0.72$ eV). À 300 K, nous devrions ainsi pouvoir réduire le courant de diffusion d'un facteur 10^{10} par rapport à une jonction pin uniquement composée d'InGaAs.

10.1.2 Simulations numériques

Les propriétés électroniques de l'hétérojonction ANG ont été simulées à l'aide du logiciel Sentaurus [123]. Celui-ci permet de réaliser des simulations électrique, thermique ou encore optique d'une multitude de dispositifs, tels que des cellules solaires, des transistors bipolaires, ou des détecteurs CMOS. Il permet notamment d'extraire les caractéristiques principales d'une diode, à savoir les bandes d'énergie, les densités des porteurs, et la caractéristique courant-tension.

Le comportement de l'hétérojonction ANG a été simulé et comparé à celui d'homojonctions InP ou InGaAs équivalentes, c'est-à-dire ayant des épaisseurs et des dopages similaires. Par exemple, pour la diode tout en InP, la zone p a une épaisseur $W_p = 210$ nm et un dopage $N_A = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, la zone n une épaisseur $W_n = 181$ nm et un dopage $N_D = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et la zone "nid" a une épaisseur de 295 nm. Dans les simulations, seules les recombinaisons radiatives sont prises en compte, car elles ne dépendent pas de la qualité du procédé de fabrication, contrairement aux recombinaisons non radiatives de type SRH.

Les courbes obtenues pour les caractéristiques courant-tension sont représentées sur la figure 10.2. Les trois diodes ont un comportement typique de diodes sans défauts, avec une

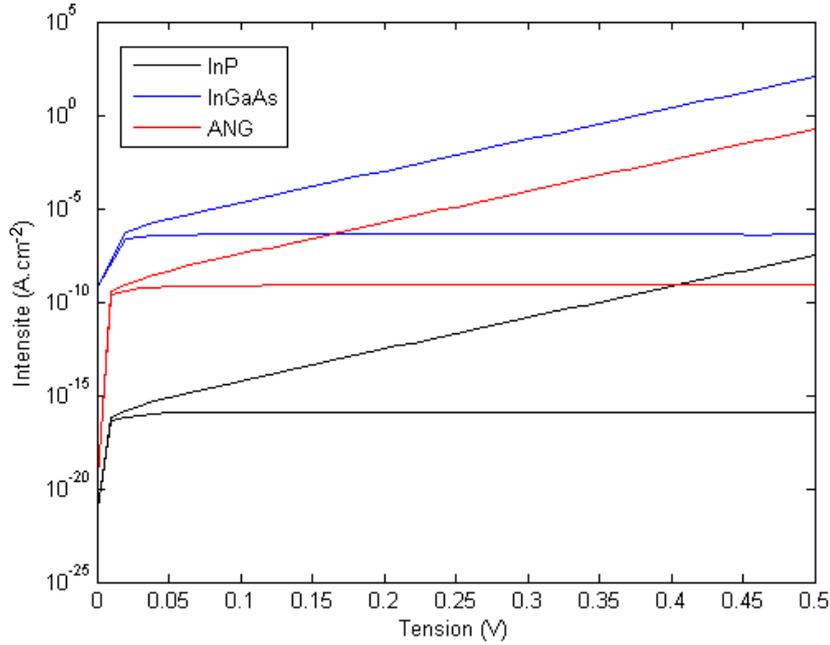


FIGURE 10.2 – Caractéristiques courant-tension de l'hétérojonction ANG et d'homojonctions équivalentes à base d'InP et d'InGaAs. Les valeurs de I et V sont représentées en valeur absolue.

Type de jonction	Densité de courant de saturation ($A.cm^{-2}$)
InGaAs	4.6×10^{-7}
ANG	7.6×10^{-10}
InP	1.3×10^{-16}

TABLE 10.1 – Densité de courant de saturation des différentes diodes simulées.

évolution du courant de la forme $J = j_s A (\exp(eV/k_B T) - 1)$, où j_s est la densité de courant de saturation de la diode, et A est la surface de la diode. Les valeurs de j_s de ces diodes sont regroupées dans le tableau 10.1. Le courant d'obscurité de la structure ANG est 3 ordres de grandeur en-dessous de celui de l'homojonction InGaAs, et 6 ordres de grandeur au-dessus de celui de l'homojonction InP. Nous l'attribuons principalement aux recombinaisons radiatives dans l'InGaAs. Pour le vérifier, il nous suffit de désactiver ces recombinaisons dans les simulations, ce qui nous donne les courbes de la figure 10.3. Celles-ci sont quasiment identiques pour l'hétérojonction ANG et la jonction InP, avec un courant d'obscurité qui est 10 ordres de grandeur en-dessous de celui de la jonction InGaAs. Ces résultats illustrent parfaitement le rôle des barrières d'InP de l'hétérojonction, qui rendent négligeable la contribution du courant de diffusion par rapport au courant lié aux recombinaisons radiatives dans l'InGaAs.

Nous sommes maintenant en mesure de donner une première estimation de la détectivité des futurs dispositifs. À $\lambda = 1.5 \mu m$, nous avons établi que plus de 80 % du rayonnement était absorbé dans l'InGaAs pour les différents réseaux de couplage 1D ou 2D. En supposant

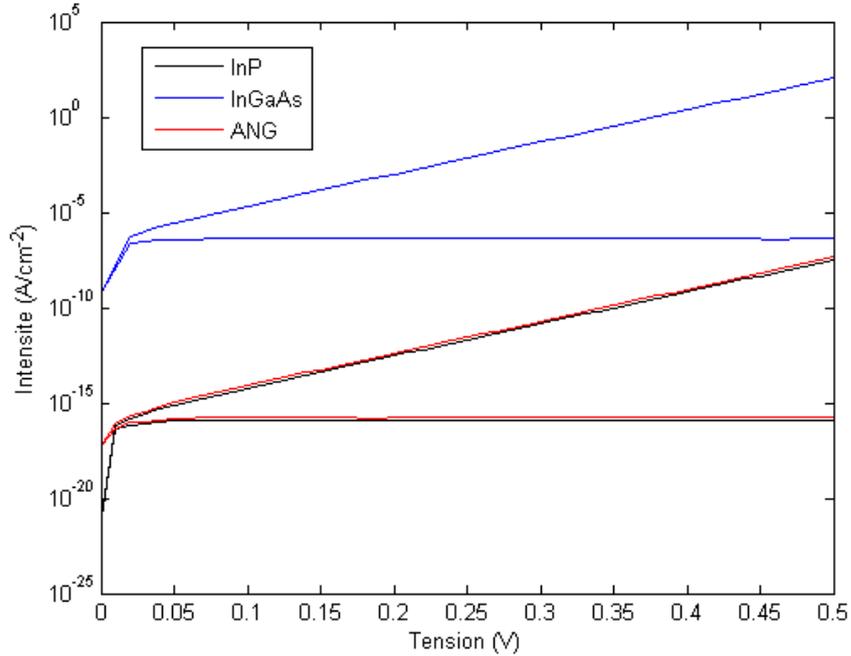


FIGURE 10.3 – Caractéristiques courant-tension de l'hétérojonction ANG et d'homojonctions équivalentes à base d'InP et d'InGaAs lorsqu'on désactive les recombinaisons radiatives. Les valeurs de I et V sont représentées en valeur absolue.

que 100 % des photoporteurs sont collectés par le circuit de lecture, nous prenons donc un rendement quantique externe $\eta_{ext} \sim 80\%$. Par ailleurs, le tableau 10.1 donne $j_s = 7.6 \times 10^{-10} \text{ A.cm}^{-2}$ pour la structure ANG. En appliquant la formule suivante :

$$D^* = \frac{e\lambda\eta_{ext}}{\sqrt{2e}j_s}, \quad (10.1)$$

nous obtenons une détectivité de $6.2 \times 10^{13} \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz}} \cdot \text{W}^{-1}$, soit le même ordre de grandeur qu'avec les détecteurs InGaAs de l'état de l'art (voir figure 8.2). Ce calcul n'est évidemment valable que si les recombinaisons non radiatives, dont nous n'avons pas tenu compte dans les simulations, ont une contribution négligeable au courant d'obscurité par rapport aux recombinaisons radiatives. C'est ce que nous allons vérifier dans la partie suivante, en mesurant expérimentalement la caractéristique courant-tension de diodes ANG.

10.2 Caractérisation expérimentale

10.2.1 Réalisation de diodes aveugles

Des diodes aveugles ont été réalisées dans le but de mesurer expérimentalement la caractéristique $I(V)$ de l'hétérojonction ANG. Elles ont été fabriquées en salle blanche à partir d'une structure épitaxiée par le III-V lab dans le cadre contractuel du projet Nightglow, pilotée à l'ONERA par Pierre Simoneau. Les couches sont les mêmes que sur la figure 10.1, et ont

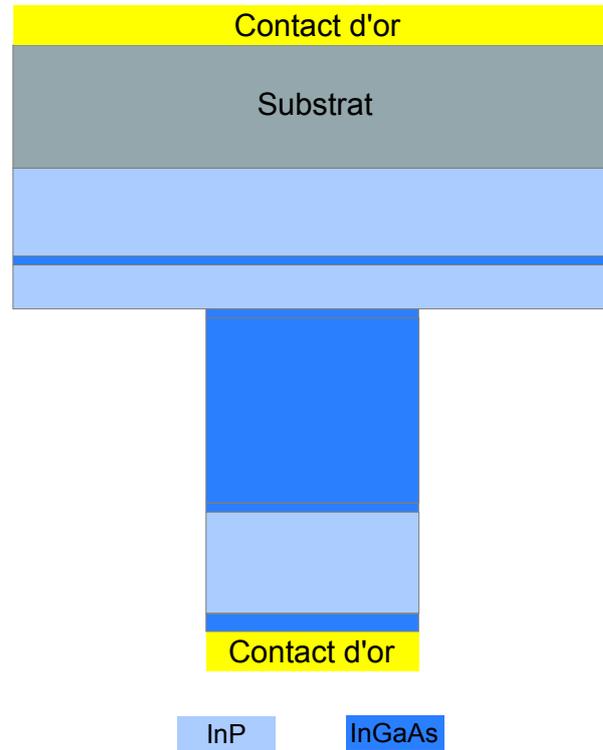


FIGURE 10.4 – Représentation schématique des diodes aveugles réalisées pour les mesures de la caractéristique $J(V)$ de l'hétérostructure ANG.

été obtenues par épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM). Les diodes consistent en des plots carrés (voir figure 10.4) dont les largeurs des côtés sont respectivement $50\ \mu\text{m}$, $100\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$ et $300\ \mu\text{m}$. L'ensemble du process a été réalisé par Michaël Verdun. Le contact métallique en face arrière est obtenu en déposant successivement $20\ \text{nm}$ de titane puis $200\ \text{nm}$ d'or sur le substrat d'InP. Le deuxième contact métallique titane-or en face avant est réalisé par lithographie optique, suivie du dépôt métallique et d'un lift-off. Enfin, les couches semiconductrices sont gravées par voie humide à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique à $1\ \%$ pour l'InP, et d'un mélange d'acide phosphorique, de peroxyde d'hydrogène et d'eau dans les proportions $3 : 1 : 40$ pour l'InGaAs.

10.2.2 Caractéristique courant-tension des diodes

Des mesures de caractéristiques $J(V)$ ont été réalisées dans l'air à température ambiante sous pointes sur un ensemble de diodes d'un échantillon. La figure 10.5 montre la caractéristique d'une de ces diodes en polarisation directe; on distingue deux régimes de fonctionnement distincts, l'un aux basses tensions, et l'autre apparaissant au-delà de $0.6\ \text{V}$. Nous avons là un comportement un peu différent de celui prédit par les calculs numériques, qui s'explique par la présence d'un courant important lié aux défauts du semiconducteur, et qui n'était pas pris en compte dans les simulations.

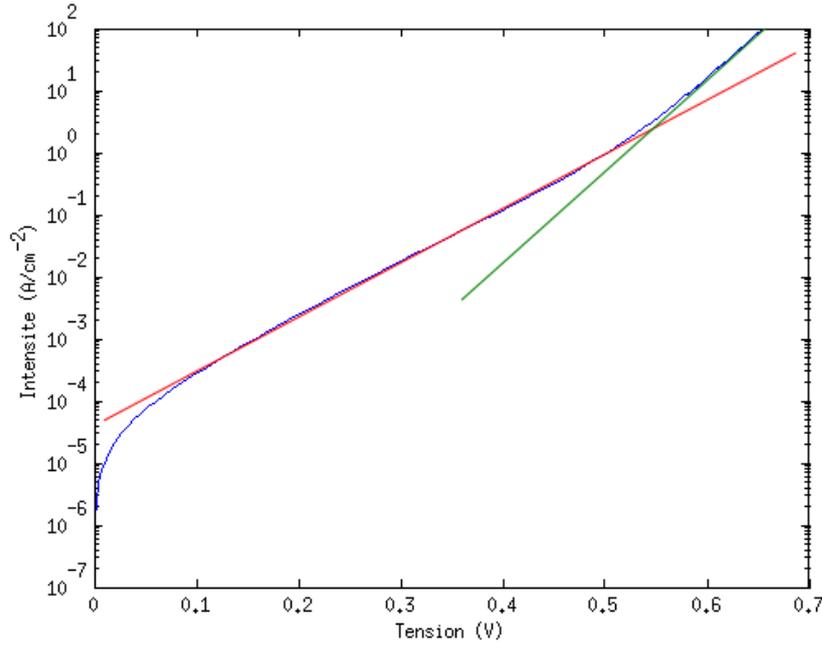


FIGURE 10.5 – Courbe $J(V)$ en polarisation directe d'une diode aveugle réalisée à partir d'une hétérojonction ANG. Les courbes rouge et verte correspondent aux régimes où dominant tour à tour le courant lié aux recombinaisons SRH et le courant du aux recombinaisons radiatives.

Nous interpolons les différentes parties de la courbe en nous basant sur le modèle à 2 diodes, que nous avons déjà utilisé pour l'étude des diodes en GaAs (voir section 7.2.1), et qui prend en compte les contributions de deux types de recombinaison des charges dans le semiconducteur :

$$J(V) = j_s^{rad} A \left(e^{\left(\frac{e(V-R_s J)}{k_B T}\right)} - 1 \right) + j_s^{SRH} A \left(e^{\left(\frac{e(V-R_s J)}{2k_B T}\right)} - 1 \right) + \frac{V}{R_p} . \quad (10.2)$$

Pour rappel, le premier terme est associée aux recombinaisons radiatives des porteurs, tandis que le deuxième terme est lié aux phénomènes de recombinaisons non radiatives de type SRH. Les paramètres j_s^{rad} et j_s^{SRH} sont les densités de courant de saturation associés à ces deux types de recombinaisons, tandis que R_s et R_p sont respectivement les résistances en série et en parallèle de la photodiode. Ce modèle met en évidence la prédominance des effets non radiatifs aux faibles tensions (droite rouge sur la figure), suivie de celle des recombinaisons radiatives à partir de $V > 0.6$ V (droite verte). La contribution des recombinaisons non radiatives est très importante puisqu'à $V = 0$ V, nous avons $j_s^{SRH} = 4 \times 10^{-5}$ A.cm⁻², soit 5 ordres de grandeurs de plus que pour la densité de courant de saturation j_s^{rad} obtenue dans les simulations pour les recombinaisons radiatives. Cela signifie que les défauts présents dans les couches semiconductrices induisent une chute de la détectivité de 2 à 3 ordres de grandeur. Nous pensons qu'ils apparaissent essentiellement lors de la fabrication des diodes, et qu'en optimisant notre procédé, nous parviendrons à réduire le courant d'obscurité jusqu'à un niveau plus acceptable.

Les mesures électriques sur les diodes de différentes tailles permettent également d'estimer la valeur du courant de saturation associé aux recombinaisons radiatives, et de vérifier si celle-ci est conforme à la valeur obtenue dans les simulations $j_s^{th} = 7.6 \times 10^{-10} \text{ A.cm}^{-2}$. Ainsi, en se plaçant dans le régime où $J(V) \sim j_s^{rad} A \exp(e(V - R_s J)/k_B T)$, et en faisant la distinction entre le courant de périphérie et le courant surfacique, on trouve la densité de courant de saturation (surfacique) $j_s^{exp} \sim 9.6 \times 10^{-10} \text{ A.cm}^{-2}$. Aux incertitudes près (tailles réelles des plots, variations des paramètres physiques des matériaux) ce résultat est en très bon accord avec la simulation.

10.3 Conclusion

Ce chapitre clôt la partie de la thèse consacrée à l'étude et la conception de détecteurs InGaAs à faible courant d'obscurité. Nous avons simulé et mesuré expérimentalement la caractéristique courant-tension de l'hétérojonction ANG, conçue spécifiquement pour être intégrée dans la cavité structurée NG2. Nous avons établi que les barrières d'InP rendent le courant de diffusion négligeable par rapport aux autres sources de courant d'obscurité. Dans l'hypothèse où les recombinaisons radiatives dans l'InGaAs sont la principale contribution au courant d'obscurité, nos futurs dispositifs permettraient d'atteindre des détectivités équivalentes à l'état de l'art, ce qui ouvre de nouvelles perspectives en terme de réalisation de détecteurs à forte sensibilité. Toutefois, nous avons pu constater une contribution très importante du courant SRH lors de la caractérisation des diodes aveugles, pouvant contribuer à réduire la détectivité de 2 à 3 ordres de grandeur si rien n'est fait pour le compenser. La suite de l'étude, consacrée à la fabrication des premiers photodétecteurs inspirés de la cavité NG2, sera réalisée par Michaël Verdun au cours de sa thèse. Tout l'enjeu de son travail sera alors de limiter l'apparition du courant SRH lors des diverses étapes de fabrication, pour conserver une détectivité élevée.

Conclusion

Lors de cette thèse, je me suis intéressé à l'amélioration des performances de photodétecteurs infrarouges. Dans un premier temps, j'ai rappelé les enjeux de la détection infrarouge (chapitre 1). J'ai rappelé le fonctionnement général des photodétecteurs (chapitre 2), et montré deux voies alternatives au refroidissement cryogénique pour réduire le courant d'obscurité. La première consiste à réduire l'épaisseur de la couche semiconductrice, car le courant d'obscurité est proportionnel au volume du matériau semiconducteur tout en maintenant le même niveau d'absorption. La seconde consiste à utiliser des matériaux dont l'énergie de gap est élevée ($E_g > hc/\lambda$), les photons étant absorbés selon le processus non linéaire d'absorption à 2 photons. Dans les deux cas, le rendement quantique est plus faible, en raison d'une interaction lumière-matière moins efficace. Pour améliorer cette interaction, j'ai alors proposé de "piéger" optiquement les photons dans la couche absorbante, au moyen de nanorésonateurs métalliques périodiques.

La première phase de conception de ces nouveaux détecteurs a consisté à dimensionner des structures résonantes à forte absorption dans le semiconducteur, à l'aide de codes de simulation numériques. Pour cela, j'ai d'abord développé mon propre code, afin de simuler rapidement les propriétés optiques d'empilements de couches structurées périodiquement selon une ou deux dimensions (chapitre 3). Il s'agit d'une méthode modale adaptée de la technique d'intégration finie, où les équations modales sont caractérisées par des matrices très creuses. Les résultats obtenus sur divers exemples de la littérature montrent que le code converge avec une excellente précision. Cependant, comme on simule des réseaux 2D, les temps de calcul sont extrêmement longs (environ une heure pour chaque valeur). Dans le chapitre 4, je présente une méthode d'accélération basée sur les matrices creuses, où seulement une fraction des solutions de l'équation modale sont calculées. Cela permet un gain de temps de plusieurs ordres de grandeur pour des matrices de taille importante. En appliquant cette méthode, nous avons effectivement constaté une réduction du temps de calcul d'un facteur 10 pour des matrices de taille 5000×5000 . Ce facteur peut devenir

encore plus élevé pour des matrices de plus grande dimension. Dans le cas de nanostructures métalliques, ce gain s'accompagne également d'une importante baisse de précision sur les calculs d'efficacités de diffraction, limitant ainsi le domaine d'applicabilité de la méthode.

Je me suis ensuite intéressé à la conception d'un détecteur pour la bande I à base d'arséniure de gallium, absorbant les photons par paires. Dans un premier temps, j'ai calculé analytiquement le gain sur l'absorption à 2 photons induit par les résonances de cavités non structurées (chapitre 5). Pour une cavité intégrant un miroir d'or en face arrière, j'ai montré que le gain maximal est de 1000 avec un miroir de haute réflectivité et sans pertes en face avant, contre 100 avec un miroir d'or semi-transparent. Pour me rapprocher du gain maximal, j'ai étudié dans un deuxième temps des cavités dont le miroir métallique en face avant est structuré périodiquement. J'ai d'abord décrit le concept de cavités résonantes multimodes, qui traduit le fait que l'onde se propage selon plusieurs chemins optiques (ou modes) dans la cavité. J'ai également introduit le formalisme des graphes de fluence, qui me sert à illustrer et à analyser les résonances des cavités structurées. Ensuite, j'ai dimensionné deux cavités bimodes, structurées périodiquement selon une seule direction, et présentant des résonances de modes guidés entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2 \mu\text{m}$ dans une couche de GaAs de seulement 191 nm d'épaisseur (chapitre 6). L'analyse de ces résonances m'a permis d'en extraire les plus intéressantes. Ces dernières présentent un gain supérieur à 200 associé à un confinement du rayonnement au centre du semiconducteur, mais dépendent fortement de la polarisation. J'ai fabriqué un premier démonstrateur expérimental à partir de la cavité bimode posant le moins de contraintes technologiques. Nous avons mis en évidence une réponse quadratique du photocourant à une des résonances de ces dispositifs, typique de l'absorption à 2 photons (chapitre 7). L'étude est encore incomplète à l'heure de ce rapport, car il reste à évaluer le gain expérimental associé à la résonance, et de vérifier sa conformité avec les résultats des calculs numériques.

Enfin, j'ai utilisé une approche similaire pour réaliser des détecteurs fins à base d'arséniure d'indium gallium. L'objectif était de concevoir des structures résonantes avec une forte absorption du rayonnement dans une fine couche d'InGaAs, afin de réduire le courant d'obscurité et d'améliorer ainsi la détectivité (chapitre 8). Nous voulions notamment que l'absorption dans l'InGaAs ait lieu sur une bande spectrale de largeur proche de 400 nm, afin de détecter le rayonnement nightglow. L'analyse numérique de cavités multimodes structurées en face arrière nous a d'abord permis de dimensionner plusieurs structures (chapitre 9), avec des réseaux de couplage de composition et de géométrie variables. Parmi celles-ci, la cavité NG2 couplée à un plot périodique d'InP présente une absorption moyenne de 70 % du rayonnement dans l'InGaAs sur une bande spectrale large de 310 nm. L'hétérojonction associée à cette structure, dont la couche d'InGaAs fait seulement 315 nm d'épaisseur, présente un courant d'obscurité d'origine radiative extrêmement faible, d'où une détectivité maximale équivalente à l'état de l'art (chapitre 10). Pour l'heure, aucun démonstrateur expérimental n'a encore été réalisé, car il reste à optimiser les étapes de fabrication des diodes, afin de minimiser le courant d'obscurité associé aux défauts du semiconducteur. Cette étude montre le potentiel des nanorésonateurs pour la réalisation de détecteurs à forte sensibilité.

Des solutions de piégeage optique plus efficaces restent à être explorées, afin de dépasser les performances de l'état de l'art. Ces solutions constituent les objectifs de la thèse de Michaël Verdun.

Annexe

Annexe A : Détails sur l'implémentation du code FFPA

Construction des maillages G and G'

Dans la méthode modale FFPA, la question se pose naturellement de savoir comment placer les éléments des maillages bidimensionnels G et G' afin de faire converger le code le plus rapidement possible. La position de ces éléments au niveau des ruptures de permittivité joue également un rôle important sur la façon dont les relations de continuité du champ EM sont prises en compte dans les équations constitutives approchées. Dans cette partie, je décris la façon dont les maillages rectangulaires G et G' sont définis dans le code FF-PA pour un cas typique de réseau périodique suivant x et y . Nous verrons ensuite comment les relations de continuité sont définies pour ce type de maillage.

Le réseau périodique est caractérisé par un motif élémentaire de taille $d_x \times d_y$, comprenant une inclusion carrée de taille $l_x \times l_y$ d'un matériau d'indice ε_{II} dans une matrice d'indice ε_I (Fig. 6).

Dans un premier temps, on définit les positions des $N_x \times N_y$ points p'_j du maillage G' sur le motif élémentaire. Comme il s'agit d'un maillage rectangulaire, on définit N_x positions sur l'axe x et N_y positions selon l'axe y . Celles-ci doivent impérativement inclure les positions des ruptures de permittivité, soit $x = 0$ et l_x , et $y = 0$ et l_y . Les $N_x \times N_y$ points p_i du maillage G sont ensuite placés aux milieux des éléments de surface de G' .

Notons que la position des points p'_j situés hors des interfaces n'est pas importante. Il est possible de densifier le maillage près des interfaces, c'est-à-dire là où les variations du champ électromagnétique sont généralement les plus importantes, afin d'augmenter les chances de convergence du code.

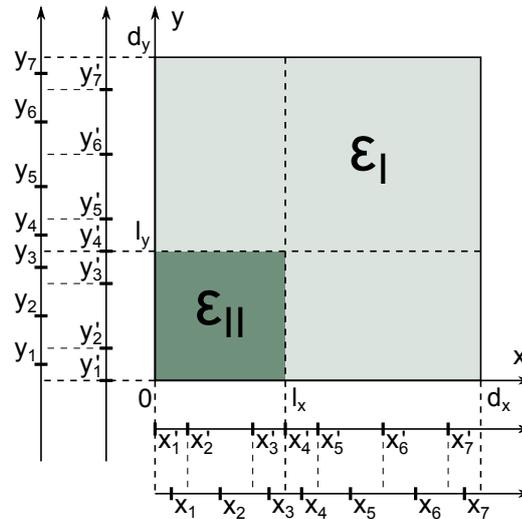


FIGURE 6 – Coordonnées (x_i, y_i) (resp. (x'_j, y'_j)) des points du maillage G (resp. G') définis sur le motif élémentaire d'un cas typique de réseau périodique 2D.

Choix des éléments de maillages et polynômes dans les processus d'interpolation

Les interpolations polynômiales dans la méthode FFPA consistent à exprimer la valeur intégrée d'une variable du champ EM associées à un segment ou élément de surface d'un des maillages en fonction des valeurs discrètes de cette variable définies sur des points environnants. À chaque fois, il faut que le nombre de valeurs discrètes soit en accord avec le nombre de monômes de la fonction polynômiale. Dans cette section, je détaille les choix de valeurs discrètes et de monômes à divers ordres d'interpolation pour les interpolations point-segment et point-surface.

Interpolation point-surface

On cherche ici à exprimer la valeur intégrée d'une variable du champ EM $f(x, y)$ sur un élément de surface d'un premier maillage par les valeurs discrètes de ce champ sur les points du second maillage. Un exemple de ce type d'interpolation est illustré sur la figure 7, sur laquelle les positions des valeurs discrètes sélectionnées sont indiquées aux différents ordres d'interpolation. À l'ordre $m = 0$, seul le point contenu dans l'élément de surface est sélectionné, tandis qu'à l'ordre 1 (resp. 2), on sélectionne les 5 points de G' (resp. 13) les plus proches. La fonction f est approximée par une combinaison linéaire simple de monômes $x^i y^j$ qui sont détaillés dans le tableau 2. Il doit y avoir autant de monômes qu'il y a de points d'interpolations.

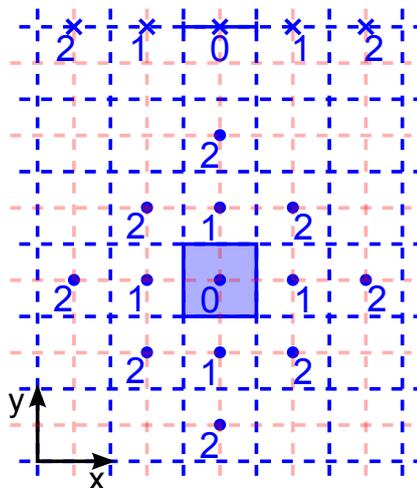


FIGURE 7 – Détail des positions des valeurs discrètes sélectionnées pour l'interpolation polynômiale point-segment (haut) ou point-surface (bas) aux ordres d'interpolations $m = 0 - 2$ lorsque la valeur intégrée à interpolier est définie sur un segment ou un élément de surface du maillage G (lignes bleues). Les lignes rouges floutées correspondent au maillage G' . Ces valeurs discrètes sont définies sur les points d'intersection entre les segments de G et G' pour l'interpolation point-segment (croix), ou sur les points du maillage G pour l'interpolation point-surface (cercles).

TABLE 2 – Détail des monômes utilisés dans l'interpolation point-surface en fonction de l'ordre d'interpolation m et du nombre de valeurs discrètes sélectionnées.

m	nb de points	monômes
0	1	1
1	5	1 x y x^2 y^2
2	13	1 x y x^2 y^2 xy x^3 y^3 x^2y xy^2 x^4 y^4 x^2y^2

Interpolation point-segment

Cette fois, la valeur intégrée d'une variable du champ EM $f(x, y)$ définies sur un segment d'un des deux maillages est interpolée par les valeurs discrètes les plus proches, qui sont définies sur les points d'intersection entre ces deux maillages. Les points d'interpolation sélectionnés aux différents ordres sont représentés sur la figure 7 dans le cas d'un segment parallèle à x . Ils sont tous situés dans le prolongement du segment. Les monômes des polynômes d'interpolation correspondants sont indiqués dans le tableau 3. Lorsque le segment est parallèle à l'axe y , la variable x des monômes est simplement remplacée par la variable y .

Interpolations aux interfaces

Les procédés d'interpolation présentés plus haut doivent être adaptés lorsqu'ils sont appliqués à des éléments de maillage situés près de ruptures de permittivité, car celle-ci induisent des discontinuités des composantes tangentielles de H et E et des composantes normales de

TABLE 3 – Détail des monômes utilisés dans l'interpolation point-segment en fonction de l'ordre d'interpolation m et du nombre de valeurs discrètes sélectionnées, dans le cas d'un segment parallèle à l'axe x .

m	nb de points	monômes
0	1	1
1	3	1 x x^2
2	5	1 x x^2 x^3 x^4

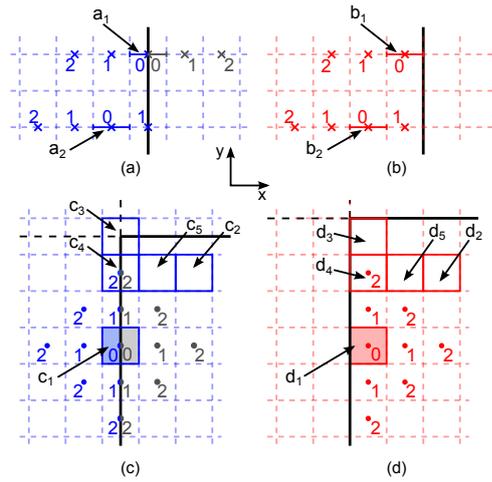


FIGURE 8 – Cas particuliers où on doit procéder à une interpolation sur un ensemble réduit de points pour tenir compte des relations de continuité aux interfaces. Cet ensemble est détaillé pour les cas a_1 , a_2 , b_1 , b_2 , c_1 et d_1 aux ordres d'interpolations $m = 0 - 2$. Dans les cas a_1 et c_1 , le segment ou élément de surface sur lequel est définie une variable intégrée est situé dans deux régions de permittivités différentes. L'interpolation se fait alors indépendamment dans chacune de ces régions.

B et *D*. Pour faire simple, on ne garde dans les interpolations que les termes définis dans la même région de permittivité uniforme, ce qui revient en pratique à supprimer des valeurs discrètes dans les interpolations. Les différents cas particuliers sont représentés sur la figure 8. Lorsque la variable à interpoler est intégrée sur un segment ou élément de surface compris dans deux régions de permittivités distinctes, on procède à deux interpolations, une dans chaque région de permittivité uniforme. Par ailleurs, l'espace au voisinage d'un coin d'interface est divisé en 4 quadrants indépendants, ce qui veut dire qu'on procède à 4 interpolations indépendantes dans le cas c_3 de la figure 8.

La réduction du nombre de points d'interpolation implique également une réduction du nombre de monômes dans la fonction d'interpolation. Le tableau 4 indiquent les monômes qui sont conservés pour les cas particuliers de la figure 8.

TABLE 4 – Détail des monômes résiduels dans les cas particuliers d'interpolations aux interfaces présentés dans la figure 8, en fonction de l'ordre d'interpolation m .

Cases	m=0	m=1	m=2
a_1, b_1	-	$1 x$	$1 x x^2$
a_2, b_2	-	$1 x x^2$	$1 x x^2 x^3$
c_1, d_1	-	$1 x y y^2$	$1 x y x^2 y^2 xy y^3 xy^2 y^4$
c_2, d_2	-	-	$1 x y x^2 y^2 xy x^3 y^3 x^2 y xy^2 x^4 x^2 y^2$
c_3, d_3	-	$1 x y$	$1 x y x^2 y^2 xy$
c_4, d_4	-	$1 x y y^2$	$1 x y x^2 y^2 xy y^3 xy^2$
c_5, d_5	-	-	$1 x y x^2 y^2 xy x^3 y^3 x^2 y xy^2 x^2 y^2$

Bibliographie

- [1] Ch. Leinert, S. Bowyer, L.K. Haikala, M.S. Hanner, M.G. Hauser, A.-Ch. Levasseur-Regourd, I. Mann, K. Mattila, W.T. Reach, W. Schlosser, et al. The 1997 reference of diffuse night sky brightness. 1997.
- [2] A. Rogalski, J. Antoszewski, and L. Faraone. Third-generation infrared photodetector arrays. *Journal of Applied Physics*, 105(9) :091101, 2009.
- [3] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, 87 :835–842, Sep 1952.
- [4] Emmanuel Rosencher. *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.
- [5] J. B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. *Physical Review*, 32 :97–109, 1928.
- [6] F.N. Hooge. 1/f noise. *Physica B+C*, 83(1) :14 – 23, 1976.
- [7] M.S. Keshner. 1/f noise. *Proceedings of the IEEE*, 70(3) :212–218, 1982.
- [8] Simon Min Sze. *Semiconductor devices : physics and technology*. John Wiley & Sons, 2008.
- [9] Antoni Rogalski. Infrared detectors : status and trends. *Progress in Quantum Electronics*, 27(2–3) :59 – 210, 2003.
- [10] Albert Rose. *Concepts in photoconductivity and allied problems*. Krieger New York, 1978.
- [11] M.W. Geis, S.J. Spector, M.E. Grein, R.T. Schulein, J.U. Yoon, D.M. Lennon, S. Deneault, F. Gan, F.X. Kaertner, and T.M. Lyszczarz. CMOS-compatible all-Si high-speed waveguide photodiodes with high responsivity in near-infrared communication band. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(3) :152–154, 2007.

- [12] T. Baehr-Jones, M. Hochberg, and A. Scherer. Photodetection in silicon beyond the band edge with surface states. *Optics Express*, 16(3) :1659–1668, 2008.
- [13] Andrew P. Knights, Andrew A. House, Robert MacNaughton, and Fred Hopper. Optical power monitoring function compatible with single chip integration on silicon-on-insulator. In *Optical Fiber Communication Conference*, page FJ3. Optical Society of America, 2003.
- [14] J. D. B. Bradley, P. E. Jessop, and A. P. Knights. Silicon waveguide-integrated optical power monitor with enhanced sensitivity at 1550 nm. *Applied Physics Letters*, 86(24) :241103, 2005.
- [15] Maurizio Casalino, Giuseppe Coppola, Mario Iodice, Ivo Rendina, and Luigi Sirleto. Near-infrared sub-bandgap all-silicon photodetectors : State of the art and perspectives. *Sensors*, 10(12) :10571–10600, 2010.
- [16] Alex Hayat, Amir Nevet, Pavel Ginzburg, and Meir Orenstein. Applications of two-photon processes in semiconductor photonic devices : invited review. *Semiconductor Science and Technology*, 26(8) :083001, 2011.
- [17] A.G. Dentai, R. Kuchibhotla, J.C. Campbell, C. Tsai, and C. Lei. High quantum efficiency, long wavelength InP/InGaAs microcavity photodiode. *Electronics Letters*, 27(23) :2125–2127, 1991.
- [18] M. Selim Ünlü and Samuel Strite. Resonant cavity enhanced photonic devices. *Journal of Applied Physics*, 78(2) :607–639, 1995.
- [19] H. Folliot, M. Lynch, A. L. Bradley, T. Krug, L. A. Dunbar, J. Hegarty, J. F. Donegan, and L. P. Barry. Two-photon-induced photoconductivity enhancement in semiconductor microcavities : a theoretical investigation. *Journal of Optical Society of America B*, 19(10) :2396–2402, 2002.
- [20] H. Folliot, M. Lynch, A.L. Bradley, L.A. Dunbar, J. Hegarty, J.F. Donegan, L.P. Barry, J.S. Roberts, and G. Hill. Two-photon absorption photocurrent enhancement in bulk AlGaAs semiconductor microcavities. *Applied Physics Letters*, 80(8) :1328–1330, 2002.
- [21] Katsumi Kishino, M. Selim Ünlü, J.-I. Chyi, J. Reed, L. Arsenault, and H. Morkoc. Resonant cavity-enhanced (RCE) photodetectors. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(8) :2025–2034, 1991.
- [22] B. Corbett, L. Considine, S. Walsh, and W.M. Kelly. Narrow bandwidth long wavelength resonant cavity photodiodes. *Electronics Letters*, 29(24) :2148–2149, 1993.
- [23] E. Ozbay, M.S. Islam, B. Onat, Mutlu Gokkavas, Orhan Aytur, Gary Tuttle, Elias Towe, R. H. Henderson, and M.S. Ünlü. Fabrication of high-speed resonant cavity enhanced Schottky photodiodes. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(5) :672–674, 1997.
- [24] Eli Yablonovitch. Statistical ray optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 72(7) :899–907, 1982.

- [25] E. Yablonovitch and G.D. Cody. Intensity enhancement in textured optical sheets for solar cells. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 29(2) :300–305, 1982.
- [26] I. Tobias, A. Luque, and A. Marti. Light intensity enhancement by diffracting structures in solar cells. *Journal of Applied Physics*, 104(3) :034502–034502–9, 2008.
- [27] Peter N. Saeta, Vivian E. Ferry, Domenico Pacifici, Jeremy N. Munday, and Harry A. Atwater. How much can guided modes enhance absorption in thin solar cells? *Optics Express*, 17(23) :20975–20990, 2009.
- [28] Zongfu Yu, Aaswath Raman, and Shanhui Fan. Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(41) :17491–17496, 2010.
- [29] Shrestha Basu Mallick, Nicholas P. Sergeant, Mukul Agrawal, Jung-Yong Lee, and Peter Peumans. Coherent light trapping in thin-film photovoltaics. *Material Research Society Bulletin*, 36 :453–460, 2011.
- [30] Howard R. Stuart and Dennis G. Hall. Thermodynamic limit to light trapping in thin planar structures. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(11) :3001–3008, 1997.
- [31] Howard R. Stuart and Dennis G. Hall. Island size effects in nanoparticle-enhanced photodetectors. *Applied Physics Letters*, 73(26) :3815–3817, 1998.
- [32] C. Battaglia, Karin Soderstrom, Jordi Escarre, F. Haug, Didier Domine, Peter Cuony, Mathieu Boccard, Gregory Bugnon, Celine Denizot, Matthieu Despeisse, Andrea Feltrin, and C. Ballif. Efficient light management scheme for thin film silicon solar cells via transparent random nanostructures fabricated by nanoimprinting. *Applied Physics Letters*, 96(21) :213504–213504–3, 2010.
- [33] C. Rockstuhl, S. Fahr, K. Bittkau, T. Beckers, R. Carius, F.-J. Haug, T. Söderström, C. Ballif, and F. Lederer. Comparison and optimization of randomly textured surfaces in thin-film solar cells. *Optics Express*, 18(S3) :A335–A341, 2010.
- [34] Peter Bermel, Chiyang Luo, Lirong Zeng, Lionel C. Kimerling, and John D. Joannopoulos. Improving thin-film crystalline silicon solar cell efficiencies with photonic crystals. *Optics Express*, 15(25) :16986–17000, 2007.
- [35] Karin Soderstrom, F. Haug, Jordi Escarre, Oscar Cubero, and C. Ballif. Photocurrent increase in n-i-p thin film silicon solar cells by guided mode excitation via grating coupler. *Applied Physics Letters*, 96(21) :213508–213508–3, 2010.
- [36] Aimi Abass, Khai Q Le, Andrea Alu, Marc Burgelman, and Bjorn Maes. Dual-interface gratings for broadband absorption enhancement in thin-film solar cells. *Physical Review B*, 85(11) :115449, 2012.
- [37] R.W. Wood. XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(21) :396–402, 1902.

- [38] Thomas W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, and P.A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668) :667–669, 1998.
- [39] R. H. Ritchie. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev.*, 106 :874–881, 1957.
- [40] William L. Barnes, Alain Dereux, and Thomas W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(6950) :824–830, 2003.
- [41] S.R.J. Brueck, V. Diadiuk, T. Jones, and W. Lenth. Enhanced quantum efficiency internal photoemission detectors by grating coupling to surface plasma waves. *Applied Physics Letters*, 46(10) :915–917, 1985.
- [42] Stephane Collin, Fabrice Pardo, Roland Teissier, and Jean-Luc Pelouard. Efficient light absorption in metal-semiconductor-metal nanostructures. *Applied Physics Letters*, 85(2) :194–196, 2004.
- [43] J. Hetterich, G. Bastian, N. A. Gippius, S.G. Tikhodeev, G. Von Plessen, and U. Lemmer. Optimized design of plasmonic MSM photodetector. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 43(10) :855–859, 2007.
- [44] E. Laux, C. Genet, T. Skauli, and T. W. Ebbesen. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging. *Nature Photonics*, 2 :161–164, 2008.
- [45] S. C. Lee, S. Krishna, and S. R. J. Brueck. Quantum dot infrared photodetector enhanced by surface plasma wave excitation. *Optics Express*, 17(25) :23160–23168, 2009.
- [46] Harry A. Atwater and Albert Polman. Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nature materials*, 9(3) :205–213, 2010.
- [47] J. Le Perchec, Y. Desieres, N. Rochat, and R. Espiau de Lamaestre. Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter. *Applied Physics Letters*, 100(11) :113305–113305–4, 2012.
- [48] Ines Massiot, Clément Colin, Nicolas Péré-Laperne, Pere Roca i Cabarrocas, Christophe Sauvan, Philippe Lalanne, Jean-Luc Pelouard, and Stephane Collin. Nanopatterned front contact for broadband absorption in ultra-thin amorphous silicon solar cells. *Applied Physics Letters*, 101(16) :163901–163901–3, 2012.
- [49] Clément Colin, Inès Massiot, Andrea Cattoni, Nicolas Vandamme, Christophe Dupuis, Nathalie Bardou, Isabelle Gerard, Negar Naghavi, Jean-François Guillemoles, Jean-Luc Pelouard, and Stéphane Collin. Broadband light-trapping in ultra-thin nanostructured solar cells, 2013.
- [50] Ali Akbari, R. Niall Tait, and Pierre Berini. Surface plasmon waveguide Schottky detector. *Optics Express*, 18(8) :8505–8514, 2010.

- [51] Guillaume Demésy, Frédéric Zolla, André Nicolet, and Mireille Commandré. All-purpose finite element formulation for arbitrarily shaped crossed-gratings embedded in a multilayered stack. *Journal of the Optical Society of America A*, 27(4) :878–889, 2010.
- [52] Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307, 1966.
- [53] K.S. Yee and J.S. Chen. The finite-difference time-domain (FDTD) and the finite-volume time-domain (FVTD) methods in solving Maxwell’s equations. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 45(3) :354–363, 1997.
- [54] COMSOL Inc., 2013.
- [55] ANSYS Inc., 2013.
- [56] Eero Noponen and Jari Turunen. Eigenmode method for electromagnetic synthesis of diffractive elements with three-dimensional profiles. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(9) :2494–2502, 1994.
- [57] R. Bräuer and O. Bryngdahl. Electromagnetic diffraction analysis of two-dimensional gratings. *Optics Communications*, 100 :1–5, 1993.
- [58] Philippe Lalanne. Improved formulation of the coupled-wave method for two-dimensional gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(7) :1592, 1997.
- [59] Lifeng Li. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 14(10) :2758, 1997.
- [60] Chuanhong Zhou and Lifeng Li. Formulation of the Fourier modal method for symmetric crossed gratings in symmetric mountings. *Journal of Optics A Pure and Applied Optics*, 6(1) :43–50, 2004.
- [61] Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, Riad Haïdar, and Jean-Luc Pelouard. Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation. *Journal of the Optical Society of America A*, 27(4) :696–702, 2010.
- [62] Patrick Bouchon, Fabrice Pardo, Riad Haïdar, Grégory Vincent, and Jean-Luc Pelouard. Reduced scattering-matrix algorithm for high-density plasmonic structures. *Optics Letters*, 35(19) :3222–3224, 2010.
- [63] T. Weiland. A discretization model for the solution of Maxwell’s equations for six-component fields. *Archiv Elektronik und Uebertragungstechnik*, 31(3) :116–120, 1977.
- [64] M. Clemens and T. Weiland. Discrete electromagnetism with the finite integration technique. *Progress In Electromagnetics Research*, 32(32) :65–87, 2001.
- [65] M. Marrone. *Computational Aspects of the Cell Method in Electrodynamics*, volume 32, pages 317–356. EMW Publishing, Cambridge, MA, 2001.

- [66] Massimiliano Marrone, V Rodriguez-Esquerre, and H Hernandez-Figueroa. Novel numerical method for the analysis of 2D photonic crystals : the cell method. *Optics Express*, 10(22) :1299–1304, 2002.
- [67] D. Y. K. Ko and J. R. Sambles. Scattering matrix method for propagation of radiation in stratified media : attenuated total reflection studies of liquid crystals. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(11) :1863–1866, 1988.
- [68] Evgeny Popov and Michel Nevière. Maxwell equations in Fourier space : fast-converging formulation for diffraction by arbitrary shaped, periodic, anisotropic media. *Journal of the Optical Society of America A*, 18(11) :2886–2894, 2001.
- [69] Patrick Bouchon, Charlie Koechlin, Fabrice Pardo, Riad Haïdar, and Jean-Luc Pelouard. Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas. *Optics Letters*, 37(6) :1038–1040, 2012.
- [70] Aleksandar D. Rakic, Aleksandra B. Djurišić, Jovan M. Elazar, and Marian L. Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22) :5271–5283, 1998.
- [71] Jean-Pierre Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185 – 200, 1994.
- [72] Danny C Sorensen. *Implicitly restarted Arnoldi/Lanczos methods for large scale eigenvalue calculations*. Springer, 1997.
- [73] Diana C. Skigin and Ricardo A. Depine. Transmission resonances of metallic compound gratings with subwavelength slits. *Physical Review Letters*, 95 :217402, 2005.
- [74] Alfio Quarteroni, Riccardo Sacco, and Fausto Saleri. *Numerical mathematics*, volume 37. Springer, 2007.
- [75] Youcef Saad. *Numerical methods for large eigenvalue problems*, volume 158. SIAM, 1992.
- [76] Richard B. Lehoucq, Chao-Chih Yang, and Danny C. Sorensen. *ARPACK user's guide : Solution of large-scale eigenvalue problems with implicitly restarted Arnoldi methods*. SIAM, Philadelphia, PA, 1998.
- [77] Maria Göppert-Mayer. Über elementarakte mit zwei quantensprüngen. *Annalen der Physik*, 401(3) :273–294, 1931.
- [78] W. Denk, J.H. Strickler, and W.W. Webb. Two-photon laser scanning fluorescence microscopy. *Science*, 248(4951) :73–76, 1990.
- [79] Hong-Bo Sun, Shigeki Matsuo, and Hiroaki Misawa. Three-dimensional photonic crystal structures achieved with two-photon-absorption photopolymerization of resin. *Applied Physics Letters*, 74(6) :786–788, 1999.

- [80] Vaidya Nathan, A. H. Guenther, and S. S. Mitra. Review of multiphoton absorption in crystalline solids. *Journal of the Optical Society of America B*, 2(2) :294–316, 1985.
- [81] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Frank Laloë. *Quantum Mechanics*. NewYork : John Wiley & Sons, Inc, 2006.
- [82] B. Vest, E. Lucas, J. Jaeck, R. Haidar, and E. Rosencher. Silicon sub-bandgap photon linear detection in two-photon experiments : A photo-assisted Shockley-Read-Hall mechanism. *Applied Physics Letters*, 102(3) :031105–031105–5, 2013.
- [83] Eric W. Van Stryland, M. A. Woodall, H. Vanherzeele, and M. J. Soileau. Energy band-gap dependence of two-photon absorption. *Optics Letters*, 10(10) :490–492, 1985.
- [84] Q. Lin, J. Zhang, G. Piredda, R.W. Boyd, P.M. Fauchet, and G.P. Agrawal. Dispersion of silicon nonlinearities in the near infrared region. *Applied Physics Letters*, 91(2) :021111–021111–3, 2007.
- [85] Yoshihiro Takagi, Tohru Kobayashi, Keitaro Yoshihara, and Shunji Imamura. Multiple- and single-shot autocorrelator based on two-photon conductivity in semiconductors. *Optics Letters*, 17(9) :658–660, 1992.
- [86] Jinendra K. Ranka, Alexander L. Gaeta, Andrius Baltuska, Maxim S. Pshenichnikov, and Douwe A. Wiersma. Autocorrelation measurement of 6-fs pulses based on the two-photon-induced photocurrent in a GaAsP photodiode. *Optics Letters*, 22(17) :1344–1346, 1997.
- [87] P.J. Maguire, L.P. Barry, T. Krug, M. Lynch, A.L. Bradley, J.F. Donegan, and H. Folliot. All-optical sampling utilising two-photon absorption in semiconductor microcavity. *Electronics Letters*, 41 :489–490(1), 2005.
- [88] P.J. Maguire, L.P. Barry, T. Krug, W-H Guo, J. O’Dowd, M. Lynch, A.L. Bradley, J.F. Donegan, and H. Folliot. Optical signal processing via two-photon absorption in a semiconductor microcavity for the next generation of high-speed optical communications network. *Lightwave Technology, Journal of*, 24(7) :2683–2692, 2006.
- [89] T.K. Liang, L.R. Nunes, M. Tsuchiya, K.S. Abedin, T. Miyazaki, D. Van Thourhout, W. Bogaerts, P. Dumon, R. Baets, and H.K. Tsang. High speed logic gate using two-photon absorption in silicon waveguides. *Optics Communications*, 265(1) :171 – 174, 2006.
- [90] T.A. Ibrahim, R. Grover, L. C. Kuo, S. Kanakaraju, L.C. Calhoun, and P. T. Ho. All-optical AND/NAND logic gates using semiconductor microresonators. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 15(10) :1422–1424, 2003.
- [91] Qianfan Xu and Michal Lipson. All-optical logic based on silicon micro-ring resonators. *Optics Express*, 15(3) :924–929, 2007.
- [92] Edward D Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*, volume 3. Academic press, 1998.

- [93] Alex Hayat, Pavel Ginzburg, and Meir Orenstein. Infrared single-photon detection by two-photon absorption in silicon. *Phys. Rev. B*, 77 :125219, 2008.
- [94] M. Sheik-Bahae, D.C. Hutchings, D.J. Hagan, and E.W. Van Stryland. Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(6) :1296–1309, 1991.
- [95] Claudiu M. Cirloganu, Lazaro A. Padilha, Dmitry A. Fishman, Scott Webster, David J. Hagan, and Eric W. Van Stryland. Extremely nondegenerate two-photon absorption in direct-gap semiconductors [invited]. *Optics Express*, 19(23) :22951–22960, 2011.
- [96] Fabien Boitier, Jean-Baptiste Dherbecourt, Antoine Godard, and Emmanuel Rosencher. Infrared quantum counting by nondegenerate two photon conductivity in GaAs. *Applied Physics Letters*, 94(8) :081112, 2009.
- [97] Dmitry A. Fishman, Claudiu M. Cirloganu, Scott Webster, Lazaro A. Padilha, Morgan Monroe, David J. Hagan, and Eric W. Van Stryland. Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption. *Nature Photonics*, 5(9) :561–565, 2011.
- [98] Jeffrey M. Roth, T. E. Murphy, and Chris Xu. Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube. *Optics Letters*, 27(23) :2076–2078, 2002.
- [99] K. Kikuchi. Highly sensitive interferometric autocorrelator using Si avalanche photodiode as two-photon absorber. *Electronics Letters*, 34(1) :123–125, 1998.
- [100] C. Xu, J.M. Roth, W.H. Knox, and K. Bergman. Ultra-sensitive autocorrelation of 1.5 μm light with single photon counting silicon avalanche photodiode. *Electronics Letters*, 38(2) :86–88, 2002.
- [101] H.K. Tsang, P.P. Vasil'ev, I.H. White, R.V. Penty, and J.S. Aitchison. First demonstration of two photon absorption in a semiconductor waveguide pumped by a diode laser. *Electronics Letters*, 29(18) :1660–1661, 1993.
- [102] T.K. Liang, H.K. Tsang, I. E. Day, J. Drake, A. P. Knights, and M. Asghari. Silicon waveguide two-photon absorption detector at 1.5 μm wavelength for autocorrelation measurements. *Applied Physics Letters*, 81(7) :1323–1325, 2002.
- [103] D. Duchesne, L. Razzari, L. Halloran, R. Morandotti, A. J. Spring Thorpe, D. N. Christodoulides, and D. J. Moss. Two-photon photodetector in a multiquantum well GaAs laser structure at 1.55 μm . *Optics Express*, 17(7) :5298–5310, 2009.
- [104] Takasumi Tanabe, Hisashi Sumikura, Hideaki Taniyama, Akihiko Shinya, and Masaya Notomi. All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip. *Applied Physics Letters*, 96(10) :101103, 2010.
- [105] Connie J. Chang-Hasnain and Weijian Yang. High-contrast gratings for integrated optoelectronics. *Advances in Optics Photonics*, 4(3) :379–440, 2012.

- [106] Philippe Lalanne, Jean Paul Hugonin, and Pierre Chavel. Optical properties of deep lamellar gratings : A coupled bloch-mode insight. *Journal of Lightwave Technology*, 24(6) :2442, 2006.
- [107] Pochi Yeh. *Optical waves in layered media*, volume 95. Wiley New York, 1988.
- [108] S.J. Mason. Feedback Theory- Some Properties of Signal Flow Graphs. *Proceedings of the IRE*, 41(9) :1144–1156, 1953.
- [109] Thomas Estruch, Fabrice Pardo, Benjamin Portier, Julien Jaeck, Sophie Derelle, and Riad Haidar. Mason’s rule and signal flow graphs applied to subwavelength resonant structures. *Optics express*, 20(24) :27155–27162, 2012.
- [110] Gaëtan Lévêque and Olivier J.F. Martin. Tunable composite nanoparticle for plasmonics. *Optics Letters*, 31(18) :2750–2752, 2006.
- [111] Stéphane Collin, Fabrice Pardo, and Jean-Luc Pelouard. Waveguiding in nanoscale metallic apertures. *Optics Express*, 15(7) :4310–4320, 2007.
- [112] J. J. LePore. An improved technique for selective etching of GaAs and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. *Journal of Applied Physics*, 51(12) :6441–6442, 1980.
- [113] C. Juang, K.J. Kuhn, and R.B. Darling. Selective etching of GaAs and $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ with citric acid/hydrogen peroxide solutions. *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 8(5) :1122–1124, 1990.
- [114] Sensors Unlimited Inc., August 2013.
- [115] Sadao Adachi. Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. *Journal of Applied Physics*, 66(12) :6030–6040, 1989.
- [116] M.J. Cohen, M.J. Lange, M.H. Ettenberg, P. Dixon, and G.H. Olsen. A thin film indium gallium arsenide focal plane array for visible and near infrared hyperspectral imaging. In *LEOS '99. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1999 12th Annual Meeting*, volume 2, pages 744–745 vol.2, 1999.
- [117] Martin H. Ettenberg, Marshall J. Cohen, Robert M. Brubaker, Michael J. Lange, Matthew T. O’Grady, and Gregory H. Olsen. Indium gallium arsenide imaging with smaller cameras, higher-resolution arrays, and greater material sensitivity, 2002.
- [118] S. R. Forrest, R. F. Leheny, R. E. Nahory, and M. A. Pollack. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photo-diodes with dark current limited by generation-recombination and tunneling. *Applied Physics Letters*, 37(3) :322–325, 1980.
- [119] John A. Trezza, Navneet Masaun, and Martin Ettenberg. Analytic modeling and explanation of ultra-low noise in dense SWIR detector arrays. *Proceedings SPIE*, 8012 :80121Y–80121Y–12, 2011.

-
- [120] S. Derelle, P. Simoneau, J. Deschamps, S. Rommeluère, M. Hersé, G. Moreels, E. De Borniol, and O. Pacaud. Development of low-flux SWIR radio-imaging systems to study nightglow emission. *Proceedings SPIE*, 8353 :83533P–83533P–7, 2012.
- [121] I.A.B. Meinel. OH Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. *The Astrophysical Journal*, 111 :555, 1950.
- [122] Jiyao Xu, Hong Gao, Anne K. Smith, and Yajun Zhu. Using TIMED/SABER nightglow observations to investigate hydroxyl emission mechanisms in the mesopause region. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 117(D2) :–, 2012.
- [123] INC SYNOPSIS. Sentaurus Device User Guide. *Version Z-2007.03*.
- [124] Lord Rayleigh. On the dynamical theory of gratings. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 79(532) :399–416, 1907.