



**HAL**  
open science

# Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par absorption à deux photons

Baptiste Fix

► **To cite this version:**

Baptiste Fix. Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par absorption à deux photons. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLX056 . tel-02087295

**HAL Id: tel-02087295**

**<https://pastel.hal.science/tel-02087295v1>**

Submitted on 2 Apr 2019

**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.

# Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par absorption à deux photons

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'École Polytechnique

Ecole doctorale n°572 École Doctorale Ondes et Matière (EDOM)  
Spécialité de doctorat : optique et photonique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 01/10/2018, par

**BAPTISTE FIX**

Composition du Jury :

Béatrice Dagens Directeur de Recherche - Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies	President
Angela Vasanelli Professeur - Université Paris Diderot	Rapporteur
Nicolas Bonod Chargé de recherche - Institut Fresnel	Rapporteur
Etienne Le Coarer Chargé de recherche - IPAG Université Grenoble Alpes	Examineur
Riad Haïdar Directeur scientifique - ONERA	Directeur de thèse
Julien Jaeck Chercheur - ONERA	Encadrant
Philippe Adam Responsables de domaines - Direction générale de l'armement	Invité

# Remerciements

Mon travail à l'ONERA a débuté par une rencontre improbable, au Forum de l'Optique, alors que je m'étais juré de ne pas aller voir de "stand labo". Mais le hasard forçant souvent la vie, j'ai rencontré Julien qui a su, en deux phrases à peine, me vendre du rêve. Un sujet tel que je n'aurais pu en rêver, un sujet mêlant à la fois des concepts fondamentaux farfelus et une visée objet. Trois ans et demi plus tard, je peux affirmer que je me suis éclaté! J'ai connu des moments douloureux auprès de mes diodes mourantes, j'ai connu des moments de désespoir devant des technos ratés ou des résonances sans queue ni tête mais j'ai surtout passé des grands moments à réinventer la physique autour d'un café, des grands moments à monter une manip en coin de table "pour voir" et des grands moments de rire entre amis. Bref, des grands moments de vie au sein d'une équipe exceptionnelle!

Je tiens à remercier tout les membres de CIO à l'ONERA où j'ai effectué mes travaux. Mais plus particulièrement la "dream-team" du J3! Merci Riad, pour ta bonne humeur et ton énergie toujours constantes! Tu as toujours su poser les bonnes questions pour me faire aller plus loin.

Merci, bien-sûr à Julien. Travailler avec toi à toujours été un plaisir, que ce soit en manip, en réunion, devant la machine à café ou devant python que tu as terrassé si souvent pour moi. Professionnellement, tu as toujours su me donner les infos nécessaires pour que je règle mes problèmes mais aussi l'espace nécessaire pour m'y confronter par moi même, pour m'y casser les dents et finalement pour apprendre un maximum. Personnellement, tu as été mon mentor et mon ami. Je suis extrêmement heureux de pouvoir continuer à travailler avec toi et voir ta petite famille s'agrandir et s'épanouir.

Comment ne pas remercier aussi Patrick : la vie d'équipe serait très différente sans toi. Ton rôle de président du comité des fêtes ainsi que ta légendaire capacité à faire douter tout le monde auront marqué mes années de thèses. Tu n'étais pas officiellement dans mon encadrement, mais sans toi une grosse partie de mon travail serai resté vain. Merci d'avoir pris le temps d'analyser avec moi les nano-résonateurs couplés et d'avoir eu cet "eureka" salvateur qui m'a permis d'avancer (enfin) dans leur études. Au final, je retiendrait surtout le plus important : "à la fin, c'est Patrick qui gagne" et je suis heureux de pouvoir continuer à vérifier cet adage!

Merci ensuite à Benjamin, tu m'as mis le pied à l'étrier et je me souviens encore de nos longues discussions matinales. Si mon travail a bien fonctionné, c'est en grande partie grâce à tes travaux précurseurs et à ta capacité à transmettre. Tu vas commencer sous peu une nouvelle étape de ta vie professionnelle en temps que maître de conférence, tes futurs étudiants seront chanceux de t'avoir en prof!

Merci à Nathalie pour tout le temps passé à vérifier tous mes masques de lithographie et pour nos nombreuses discussions. Merci à Christophe grâce à qui le travail en salle blanche a été un plaisir à chaque fois renouvelé. Je n'oublierai pas de si tôt nos discussions autour des gravures et des lithographies optiques et j'espère pouvoir encore te faire découvrir quelques boissons agréables!

Merci à tout les doctorants qui m'ont accueilli à l'ONERA. Sébastien dit "Pedro", merci pour nos discussion sur la nourriture et le sport et merci d'avoir fait fondre ton cerveau tout un été sur nos résonateurs "vraiment trop bizarre". Mathilde, pour la bonne humeur que tu as toujours sut apporter à l'équipe, pour ton sourire toujours présent, pour tes gâteaux à jamais inégalable et bien sur pour cette fameuse partie de Mare Nostrum! Merci à Antoine, pour nos discussions jeux et pour la super semaine à San Diego! Merci Clément pour tes fameuses idées de pots.

Merci à toute l'équipe actuelle : Hasnaa, Arthur, Eslam (mention spécial pour les discussion sur la gastronomie et l'opéra comique), Ludivine, Claire (sans qui les mots "Doctor Who" auraient été proscrit), Micke, Léna, Clément, Clément. Vous m'avez supporter et ce n'est pas rien, avec mes jeux les midi, mes discussions sur le squash et les autres activités bizarre. Un merci encore plus particulier pour ceux qui ont été assez fou pour se lancer dans des parties endiablés de 1830... Vous êtes fou, et c'est tant mieux!

Merci à Cyprien et Maxence, ce fut un plaisir que de travailler avec vous et de voir votre évolution tout au long de vos stages respectifs. Maxence, je sais que tu ferras de grande chose de ce sujet que je te transmet. Laisse toi rêver, et éclate toi avec le sujet; c'est tout ce qui compte!

Merci aussi à ma famille qui m'a toujours soutenu dans mon travail et qui a su accepter mes visites sporadiques en Alsace. Merci à mes parents pour vos encouragement et le temps passé à essayer de comprendre ces "trucs bizarres" sur lesquels je travail. Merci aussi de vous être toujours plié en quatre pour que mes retours en Alsace soient aussi agréable et efficace que possible! Merci à Thibault, mon "ptit frérot", pour nos discussions endiablés sur tout les sujets de sociétés. Tu n'as pas choisi la facilité et tu as décidé de regarder le monde sous son vrai visage, en prenant sur tes épaules de jeunes vies compliquées. Je suis sûr que, malgré toutes les difficultés, tu as pu changer les choses pour beaucoup d'entre eux. Bonne chance pour tes prochains projets. Merci Perrine, pour ta bonne humeur et tes nombreuses visites : tu as le record absolu du temps d'utilisation du canapé-lit (il nous reste encore beaucoup de pâtissier à visiter alors il faut continuer). Tu brilles dans tes études et je sais que tu sauras expliquer et éduquer mieux que personne.

Merci aussi à tout mes amis, de tout horizon, qui ont rendu ces 3 années inoubliables. Merci tout particulièrement à Loïc et Damien. On a fait un sacré bout de chemin depuis les bancs de Supop et je sais que je pourrait toujours compter sur vous deux! En plus de tout nos fou rire, nos soirées, nos dégustations de café, de vin et d'alcool, qui ont marqué ces trois années, vous avez su orchestrer la plus belle journée de ma vie... alors merci! Merci aussi à Pauline et Emilie, nous avons appris à nous connaitre petit à petit, et je suis fier de vous compter parmi mes meilleures amies! Merci aussi à Alexia et Bastien, votre douce folie a très souvent égayer nos soirées. Je retiendrait particulièrement cette dernière année à sauver l'humanité ensemble et cette belle journée dans les bois à tenter de sauver notre peau! Merci aussi à Alice, même de loin, tu es toujours cher à mon coeur.

Finalement, j'ai gardé le plus important pour la fin. Merci à toi Delphine! Sans toi, rien de tout ça n'aurais été possible. Depuis le départ, tu as été mon moteur, celle qui m'a permis d'avancer envers et contre tout les obstacles et à la fin tu as même eu le courage de lire ce manuscrit pour le corriger. Nous avons beaucoup travaillé et beaucoup appris pendant ces 3 années de thèses. Mais nous avons aussi profité de la vie en voyageant, en prenant nos habitude à l'opéra comique, en jouant aussi énormément et surtout, nous nous sommes mariant et en partant ensemble à l'autre bout du monde!

Je finirai par citer Italo Calvino, qui a commencé son roman "Si par une nuit d'hiver un voyageur" par quelques conseils qu'il me semble important de te donner, à toi lecteur, qui va tenter la lecture de mon manuscrit :

*"Tu es sur le point de commencer [ta lecture]. Détends-toi. Recueille-toi. Chasse toute autre pensée de ton esprit. Laisse le monde qui t'entoure s'estomper dans le vague.[...]*

*Prend la position la plus confortable qu'il soit : assis, allongé, lové, couché. Couché sur le dos, sur un coté, sur le ventre. Dans un fauteuil, sur le divan, dans un fauteuil à bascule, sur la chaise longue, sur un pouf. Dans le hamac, si tu as un hamac. Sur le lit, bien sûr, ou dans le lit. Tu peux aussi mettre la tête en bas, comme au yoga. Avec le livre à l'envers, cela va de soi.[...]*

*Bon, qu'est-ce que tu attends?"*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Concepts pour la détection infrarouge par absorption à deux photons</b>	<b>5</b>
<b>1 Détection infrarouge : enjeux, filières et fonctions de mérite</b>	<b>7</b>
1.1 L'infrarouge, un vaste domaine spectral aux enjeux multiples . . . . .	7
1.2 Différentes filières pour la détection infrarouge . . . . .	8
1.2.1 Les thermodétecteurs . . . . .	8
1.2.2 Les photodétecteurs quantiques . . . . .	9
1.3 Photodiodes et fonctions de mérite des détecteurs . . . . .	10
1.3.1 Jonctions PN et PIN . . . . .	10
1.3.2 Génération de courants électriques . . . . .	10
1.3.3 Les bruits de mesure . . . . .	11
1.3.4 Fonctions de mérite pour la détection . . . . .	12
<b>2 Processus d'absorption sub-gap dans les semiconducteurs</b>	<b>15</b>
2.1 Absorptions non-linéaires dans les semiconducteurs . . . . .	15
2.1.1 Les filières non-linéaires pour la détection quantique . . . . .	16
2.1.2 Le NDTPA, une transition électronique en deux temps . . . . .	16
2.1.3 Focus sur l'influence de la pompe sur l'absorption à deux photons . . . . .	18
2.2 Équations macroscopiques du NDTPA . . . . .	19
2.2.1 Formalisation de l'absorption . . . . .	19
2.2.2 L'absorption non linéaire du troisième ordre . . . . .	20
2.2.3 Écriture du coefficient d'absorption à deux photons . . . . .	20
2.2.4 Du NDTPA à la mesure du photocourant . . . . .	21
2.3 Compétition entre absorption à deux photons et absorption linéaire subgap dans une photo- diode en GaAs . . . . .	22
2.3.1 Description du montage expérimental . . . . .	23
2.3.2 Compétition entre deux régimes de génération de photocourant sub-gap . . . . .	24

<b>3 Les nanostructures au service de l'absorption à deux photons</b>	<b>29</b>
3.1 Modélisation linéaire de nano-résonateurs pour l'optimisation de phénomènes non-linéaires	29
3.1.1 Méthodes de calcul pour le dimensionnement de nanostructures	30
3.1.2 La résonance d'une nanostructure métallique	31
3.2 Quelques nanorésonateurs usuels	31
3.2.1 La résonance de modes guidés	32
3.2.2 La résonance métal-isolant-métal	33
<b>II Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par NDTPA</b>	<b>37</b>
<b>4 Diode mono-résonante pour la détection infrarouge à température ambiante par NDTPA</b>	<b>39</b>
4.1 Conception numérique et fabrication d'une nanostructure mono-résonante	39
4.1.1 Choix et optimisation d'une structure mono-résonante	39
4.1.2 Grandes étapes de la fabrication	43
4.2 Mise en place d'un banc de caractérisation dédié	47
4.2.1 Design et caractéristiques du banc optique	48
4.2.2 Caractérisation du banc optique	49
4.2.3 Fonctionnement du banc de caractérisation	51
4.3 Caractérisation des diodes nanostructurées	52
4.3.1 Caractérisation électrique des diodes	53
4.3.2 Caractérisation optique des nanostructures	54
4.3.3 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par la pompe	55
4.3.4 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par NDTPA	56
<b>5 Seconde génération de diodes nanostructurées bi-résonante pour le NDTPA</b>	<b>61</b>
5.1 Design d'une structure bi-résonante pour le NDTPA	61
5.1.1 Les enseignements tirés de la première génération de nanostructure	61
5.1.2 Choix et dimensionnement de la nanostructure bi-résonnante	63
5.2 Fabrication des diodes nanostructurées bi-résonnante	68
5.2.1 Fabrication des jonctions PIN	68
5.2.2 Fabrication des nanostructures	69
5.2.3 Fonctionnalisation des diodes	69
5.3 Caractérisation des diodes bi-résonnantes	70
5.3.1 Caractérisation électrique	71
5.3.2 Caractérisation optique	71
5.4 Perspectives	74
<b>III Nano Fabry-Perot couplés</b>	<b>75</b>
<b>6 Étude théorique du système à deux sillons</b>	<b>77</b>
6.1 Rappel sur les résonateurs nano Fabry-Perot sillons	77
6.2 Modèle analytique simple des nano Fabry-Perot couplés bi-sillons	80
6.3 Discussion sur le design des structures et modèle analytique complet des nFPc bi-sillons	85
<b>7 Étude de structures avec combinaisons de plusieurs nFPc</b>	<b>89</b>
7.1 Structure à trois sillons couplés	89
7.2 De nouvelles opportunités pour l'ingénierie du couplage	91
7.3 Structures à quatre sillons	92
7.4 Structures mixtes nFP et nFPc : exemple d'un gabarit spectral de coupe bande	94

---

<b>8</b>	<b>Démonstration expérimentale de la résonance nFPc sur une architecture en ruban</b>	<b>97</b>
8.1	Transformation du système sillon au système ruban . . . . .	97
8.2	Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc bi-rubans . . . . .	99
8.2.1	Définition et fabrication des structures bi-rubans . . . . .	99
8.2.2	Caractérisation des structures bi-rubans . . . . .	101
8.3	Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc tri-rubans . . . . .	104
<b>9</b>	<b>Démonstration expérimentale de gabarits spectraux complexes à l'aide de résonateurs nFPc rubans en deux dimensions</b>	<b>107</b>
9.1	Simulations numériques de nFPc en deux dimensions : nFPc-2D . . . . .	107
9.1.1	Définition de l'étude des systèmes nFPc-2D . . . . .	107
9.1.2	Structures nFPc-2D à deux cavités différentes . . . . .	109
9.1.3	Structures nFPc-2D à quatre cavités différentes . . . . .	112
9.2	Fabrication de nFPc 2D sur guide en SiC . . . . .	115
9.3	Caractérisation . . . . .	116
	<b>Conclusion</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>122</b>



# Introduction

Les besoins applicatifs dans les domaines civils et militaires (analyse de l'atmosphère, détection de gaz, médical, vision nocturne, détection de cibles...) ont entraîné le développement de nombreuses filières de détection infrarouge. Les systèmes actuels de détection infrarouge répondent déjà aux besoins de grande sensibilité au prix de l'encombrement et du coût des systèmes de refroidissement. Cependant, les systèmes de détection infrarouge peu encombrants et peu onéreux représentent encore un besoin applicatif fort. En effet, malgré des efforts importants de la communauté scientifique et technique, la température de fonctionnement des détecteurs infrarouges demeure cryogénique. Ainsi, l'étude et l'amélioration de nouvelles filières de détection infrarouge, capables de travailler à haute température ( $T > 160$  K), présentent un intérêt majeur. La détection infrarouge par absorption à deux photons est une piste potentielle que nous nous proposons d'étudier dans ce travail de thèse.

Ma thèse s'est déroulée au sein du consortium *Micro et Nano Optique* (MiNaO), un laboratoire commun entre des chercheurs du *Département Optique et Technologies Associées* de l'ONERA et du *Centre de Nanosciences et Nanotechnologies* du CNRS. Ce laboratoire commun a pour but d'utiliser les nanotechnologies afin de concevoir, de fabriquer et de caractériser de nouveaux composants optiques et optoélectroniques. Les propriétés optiques de ces nanostructures permettent d'effectuer du filtrage spectral, de la détection ou de l'imagerie dans le domaine infrarouge. Dans ce travail, elles permettront entre autres d'augmenter l'absorption à deux photons dans des photodétecteurs afin d'obtenir de meilleures détectivités dans l'infrarouge à haute température de fonctionnement.

## Objectifs et enjeux de mon travail de thèse

Mon travail de thèse s'inscrit dans une lignée d'études de l'absorption à deux photons à l'ONERA qui a démarré avec Fabien Boitier en 2009<sup>1</sup> et ses travaux sur la mesure de corrélation de photons par absorption à deux photons dans les semiconducteurs. Ce travail a, en effet, été une mesure de la génération de photocourant dans un semiconducteur sous illumination sub-gap. Cependant, ce premier travail était encore loin des préoccupations de la détection et utilisait un dispositif favorable aux effets non-linéaires : un faisceau laser en régime femtoseconde et une photocathode de haute sensibilité. Benjamin Vest a ensuite montré la possibilité de générer du photocourant par absorption à deux photons dans des détecteurs plus standards, telles des photodiodes. En utilisant une photodiode en silicium, il a mis en évidence un phénomène

---

<sup>1</sup>E. BOITIER et al. « Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors ». *Nature Physics* 5.4 (2009), p. 267-270.

d'absorption linéaire sub-gap (nommé *photo-assisted Shockley-Read-Hall*, PASRH) qui entre en compétition avec l'absorption à deux photons, particulièrement dans les régimes de faible flux optique propres à la détection infrarouge.<sup>2</sup> Finalement, en partenariat avec Benjamin Portier, ils ont présenté une première photodiode nanostructurée en GaAs pour la détection d'un flux à 1.5  $\mu\text{m}$  par absorption à deux photons dégénérés (c'est-à-dire que les deux photons absorbés sont de même énergie).<sup>3</sup> Mon travail se place alors dans la continuité de ces travaux avec le double objectif de proposer des diodes nanostructurées pour la détection infrarouge en bande II (entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ ) à température ambiante d'une part et d'orienter cette jeune filière de détection par l'étude de la compétition entre l'absorption à deux photons et les autres processus d'absorption sub-gap.

Ce manuscrit est divisé en trois parties. La première partie présente les différents concepts nécessaires à la compréhension de la détection infrarouge par absorption à deux photons dans une diode nanostructurée. De plus, cette première discussion permettra d'analyser les principales problématiques de ce travail et de proposer une première orientation de la filière. La seconde partie sera l'occasion de deux mises en pratique de notre concept. J'y présenterai deux générations de photodiodes nanostructurées pour l'absorption à deux photons depuis leur conception jusqu'à leur caractérisation sur un banc dédié. Finalement, la dernière partie sortira du champ d'étude de la détection infrarouge pour se concentrer sur une sérendipité apparue lors de la conception des diodes de seconde génération. En effet, j'ai mis en évidence un nouveau type de nano-résonateur plasmonique à haut facteur de qualité, les nano Fabry-Perot couplés (nFPC), que j'utilise pour les diodes nanostructurées de seconde génération. Cette dernière partie sera donc centrée sur l'étude théorique et expérimentale des nFPC.

## Plan du manuscrit

La première partie de ce manuscrit commencera par l'étude des différentes filières de détection infrarouge. Nous nous intéresserons ensuite plus particulièrement aux photodiodes, à la génération de photocourant et aux fonctions de mérite importantes de ces photodétecteurs. Dans un second chapitre, j'expliquerai comment l'absorption non-linéaire, et entre autres le NDTPA, présente une solution aux problématiques de température de fonctionnement des détecteurs. Je mènerai ensuite une courte étude théorique du NDTPA, basée tour à tour sur les concepts quantiques et les concepts d'optique non-linéaire, afin d'exprimer le coefficient d'absorption à deux photons qui pilote cette interaction lumière-matière. Je finirai ce chapitre par une étude expérimentale sur la compétition entre l'absorption à deux photons et le PASRH dans une photodiode en GaAs. Je tirerai de ce travail de nombreux enseignements sur le point de fonctionnement optique à privilégier dans mon travail, tel que le choix de la longueur d'onde de pompe ou le choix des régimes temporels à employer. Finalement, le dernier chapitre traitera de l'utilisation de nanostructures pour amplifier le NDTPA. J'expliquerai dans un premier temps comment la concentration des champs permet une génération plus importante de photocourant. Puis, après une rapide explication des méthodes de dimensionnement des nanostructures, je présenterai deux types de nano-résonateurs intéressants pour mon travail : les résonateurs métal-isolant-métal (MIM) et les résonateurs à mode guidés (GMR).

La seconde partie représente le cœur de mon travail sur la détection infrarouge par NDTPA. Je commenterai le premier chapitre par présenter la conception et la fabrication d'une diode nanostructurée mono-résonante à la longueur d'onde du signal, travail que j'ai mené en collaboration avec Benjamin Vest et Michaël Verdun (thèses respectivement soutenues en Octobre 2015 et Octobre 2016). Cette photodiode est composée d'une jonction PIN en InP placée entre une électrode pleine en face arrière (vis-vis de l'incidence

<sup>2</sup>B. VEST et al. « Silicon sub-bandgap photon linear detection in two-photon experiments: A photo-assisted Shockley-Read-Hall mechanism ». *Applied Physics Letters* 102.3 (2013), p. 031105.

<sup>3</sup>B. PORTIER et al. « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ». *Applied Physics Letters* 105.1 (2014), p. 011108.

de la lumière) et une électrode nanostructurée en face avant. Je poursuivrai cette étude par la présentation du banc expérimental dédié que j'ai conçu et monté à l'ONERA et m'attarderai sur les impacts des conditions d'illumination (angle d'incidence, focalisation, etc) sur les caractéristiques des diodes nanostructurées. Enfin, je présenterai les résultats de caractérisations électrique, optique et opto-électronique de ces diodes mono-résonantes. Le second chapitre sera alors l'occasion de revisiter nos *a priori* sur la conception de diodes nanostructurées pour le NDTPA. J'y démontrerai l'intérêt des nanostructures bi-résonantes pour la détection infrarouge et proposerai une telle architecture optimisée en bande II de l'infrarouge (3 – 5  $\mu\text{m}$ ). Finalement, je présenterai les tout premiers résultats de caractérisation de cette seconde génération de diodes nanostructurées.

La troisième et dernière partie de ce manuscrit traitera théoriquement et expérimentalement des résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc). En effet, la conception des diodes de seconde génération m'a permis de mettre en évidence ce nouveau résonateur plasmonique à haut facteur de qualité. Dans le premier chapitre, j'expliquerai la théorie des nFPc sur une architecture bi-sillons. Je présenterai, entre autres, un modèle analytique basé sur le couplage entre deux nano Fabry-Perot, et les principales propriétés des nFPc. Le second chapitre sera l'occasion d'étudier rapidement la combinaison de plusieurs nFPc sillons pour générer des gabarits spectraux complexes. Les deux derniers chapitres de cette partie se focaliseront sur l'étude expérimentale des nFPc. Pour ce faire, nous passerons des nFPc sillons à une architecture équivalente en ruban. Je présenterai, dans un premier temps, des structures unidirectionnelles bi-rubans et tri-rubans. Finalement, dans le dernier chapitre, je présenterai une ouverture vers des structures en deux dimensions d'une grande richesse à la fois conceptuelle et applicative.



## **Première partie**

# **Concepts pour la détection infrarouge par absorption à deux photons**

L'objectif de cette première partie est de présenter de façon concise toutes les briques de connaissances nécessaires à la compréhension de mon travail. Je vais discuter ici de trois grands domaines de l'optique. Le premier sera celui de la détection centrée autour des problématiques des filières de l'infrarouge. Le second sera l'interaction lumière matière et plus précisément les processus d'absorption sub-gap dans les semi-conducteurs. Finalement, le dernier grand domaine que nous discuterons est celui des nanostructures où nous nous concentrerons sur quelques architectures combinant métaux et semiconducteurs. Ces trois domaines de la photonique sont vastes et possèdent chacun leur propre vocabulaire et leurs points d'intérêts. Ainsi, je ne pourrai pas traiter de ces trois sujets de façon exhaustive et me limiterai à quelques parties de chacun d'entre eux. Ce chapitre a ainsi pour ambition de donner à chaque lecteur quelque soit son affinité les clefs nécessaires pour comprendre les enjeux propres à la détection infrarouge par absorption à deux photons exaltée par les nanostructures.



## Chapitre

# 1

# Détection infrarouge : enjeux, filières et fonctions de mérite

## Sommaire

<b>1.1 L'infrarouge, un vaste domaine spectral aux enjeux multiples</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>1.2 Différentes filières pour la détection infrarouge</b> . . . . .	<b>8</b>
1.2.1 Les thermodétecteurs . . . . .	8
1.2.2 Les photodétecteurs quantiques . . . . .	9
<b>1.3 Photodiodes et fonctions de mérite des détecteurs</b> . . . . .	<b>10</b>
1.3.1 Jonctions PN et PIN . . . . .	10
1.3.2 Génération de courants électriques . . . . .	10
1.3.3 Les bruits de mesure . . . . .	11
1.3.4 Fonctions de mérite pour la détection . . . . .	12

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter les enjeux et objectifs actuels de la détection infrarouge. En effet, la physique de la détection optique est l'un des trois domaines sur lequel repose mon travail. Je commencerai par discuter rapidement du rayonnement infrarouge, puis je présenterai les grandes filières de détection de ce rayonnement. Finalement, je me concentrerai sur l'étude des photodiodes en présentant la génération de courant dans les jonctions en semiconducteur et les bruits associés. Je finirai ce chapitre par l'explication des grandes figures de mérite de la détection que j'utiliserai pour caractériser mes photodiodes.

## 1.1 L'infrarouge, un vaste domaine spectral aux enjeux multiples

Le spectre de la lumière est l'un des termes qui reviendra le plus souvent dans ce manuscrit et pour cause, c'est l'un des principaux traits du rayonnement lumineux. Que nous traitions de la lumière comme une onde ou comme un ensemble de photons, son spectre déterminera son interaction avec les matériaux.

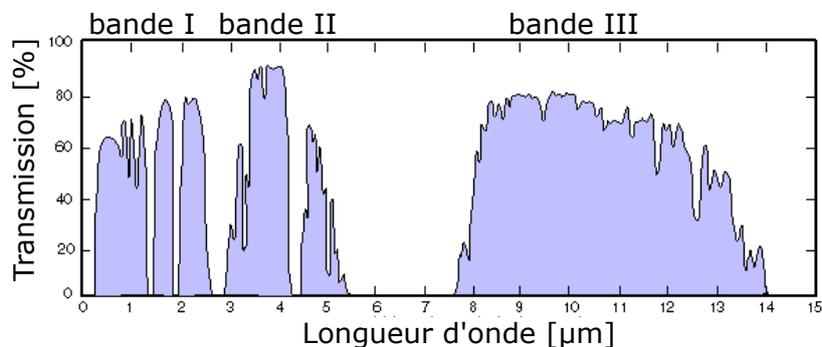


FIGURE 1.1 – Diagramme de transmission du rayonnement infrarouge au travers de l'atmosphère.

La bande d'intérêt dans ce manuscrit est la bande spectrale très large allant de  $\lambda = 800$  nm à quelques dizaine de micromètres que l'on appelle l'infrarouge. Le rayonnement infrarouge est utilisé pour de nombreuses applications parmi lesquelles la télécommunication dans les fibres optiques ou la très médiatique visualisation des fuites thermiques des bâtiments pour lutter contre le réchauffement climatique. La variété

d'applications de l'infrarouge vient entre autres de la grande largeur spectrale de cette bande. C'est pourquoi il est utile de la diviser en trois sous-bandes définies par les bandes de transparence de l'atmosphère.

- Le *Short Wave InfraRed* (SWIR ou bande I) aussi appelé "proche infrarouge" s'étend de 1 à 3  $\mu\text{m}$ . Il est possible d'utiliser cette gamme spectrale telle une extension du visible. En effet, le soleil en émet un flux important et les objets sont donc tous des sources secondaires en réfléchissant plus ou moins ce flux. De plus, certains éléments opaques dans le visible sont bien plus transparents dans le SWIR : c'est le cas par exemple du brouillard dont les particules d'eau ont une efficacité de diffusion faible en bande I. Mais l'application reine du proche infrarouge dans la dernière décennie est sans conteste la télécommunication. En effet, le rayonnement utilisé pour communiquer au travers des fibre optiques est à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .
- le *Mid Wave InfraRed* (MWIR ou bande II) aussi appelé "moyen infrarouge" s'étend de 3 à 5  $\mu\text{m}$ . Cette bande correspond, d'après la loi de Wien, au maximum d'émission de corps à des températures entre 250°C et 700°C. Les applications qui découlent de ce constat sont alors le guidage et le repérage de missiles ou d'avions du côté de la défense ou l'inspection d'équipement industriel du côté civil. Certaines liaisons chimiques ont aussi une absorption dans cette gamme spectrale qui peut donc être utilisée pour de la spectroscopie moléculaire.
- le *Long Wave InfraRed* (LWIR ou bande III) aussi appelé "infrarouge lointain" s'étend de 8 à 14  $\mu\text{m}$ . Tout corps autour de 30°C émet un maximum de rayonnement autour de 10  $\mu\text{m}$ . Cette bande est donc celle de la thermographie, avec des applications dans le médical ou des diagnostics de fuites thermiques dans les bâtiments pour ne citer que deux exemples.

Le domaine de l'infrarouge est donc un domaine vaste en applications qui connaît un engouement commercial important. Le travail présenté dans ce manuscrit sera entièrement consacré à la bande II. Cependant, bon nombre des concepts utilisés peuvent être appliqués en bande III, ce qui sera certainement l'objet de travaux futurs.

## 1.2 Différentes filières pour la détection infrarouge

La détection infrarouge est formée de nombreuses filières, répondant chacune à des besoins différents<sup>1</sup>. Elles peuvent cependant être classées selon la nature du phénomène physique mis en jeu : les thermodétecteurs qui génèrent un échauffement et les photodétecteurs qui génèrent des charges électriques.

### 1.2.1 Les thermodétecteurs

Ces détecteurs, dont le plus célèbre représentant est le thermomètre de Herschel<sup>2</sup>, fonctionnent tel des thermomètres : le milieu actif, isolé de son environnement, s'échauffe en absorbant l'énergie lumineuse. Cet échauffement est alors mesuré au travers d'une modification d'une grandeur macroscopique. Dans le cas des bolomètres, qui sont les thermodétecteurs les plus courants pour l'infrarouge, c'est la résistance électrique qui est mesurée.

Les micro-bolomètres actuels ont deux avantages principaux : ils sont bon marché et ont une température de fonctionnement proche de la température ambiante<sup>3</sup>. Cependant, par nature, ces détecteurs sont principalement sensibles à la bande III de l'infrarouge et malgré des progrès notables, ils restent dans l'ensemble moins sensibles que les photodétecteurs quantiques.

<sup>1</sup>A. ROGALSKI. « Infrared detectors: an overview ». *Infrared Physics and Technology* 43.3 (2002), p. 187-210.

<sup>2</sup>W. HERSCHEL. « Experiments on the Refrangibility of the invisible- Rays of th. Sun ». *The Royal Society Publishing* (1800).

<sup>3</sup>J. J. YON et al. « Latest improvements in microbolometer thin film packaging: paving the way for low-cost consumer applications ». *Proc.SPIE* 9070 (2014); L LAURENT et al. « Low noise torsional mechanical resonator for 12 $\mu\text{m}$  microbolometers ». *Proc.SPIE* 9974 ().

## 1.2.2 Les photodétecteurs quantiques

Les photodétecteurs sont basés sur des matériaux capables de générer une charge électrique à partir de l'absorption d'un photon<sup>4</sup>. Je me limiterai ici aux photodétecteurs utilisant des matériaux semi-conducteurs massifs. Dans le cas idéal, l'absorption d'un photon va permettre la transition électronique d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Ces deux bandes sont séparées par une énergie appelée énergie de gap,  $E_g$ , dont la valeur est propre au cristal semiconducteur. L'absorption ne sera donc possible que si l'énergie du photon  $\hbar\omega$  est suffisante pour permettre la transition électronique, c'est-à-dire  $\hbar\omega > E_g$ . La plus grande longueur d'onde absorbable est appelée longueur d'onde de coupure. En fonction de la technologie utilisée, les charges ainsi formées vont induire une tension (photovoltaïque), une conductivité (photoconducteur) ou un photocourant (photodiode) que l'on pourra mesurer. Quelle que soit la technologie employée, les performances de ces détecteurs sont limitées par la capacité des systèmes à extraire les charges. Pour la suite de cette discussion, je me concentrerai sur les photodiodes pour la détection infrarouge qui sont au cœur de mon travail de thèse.

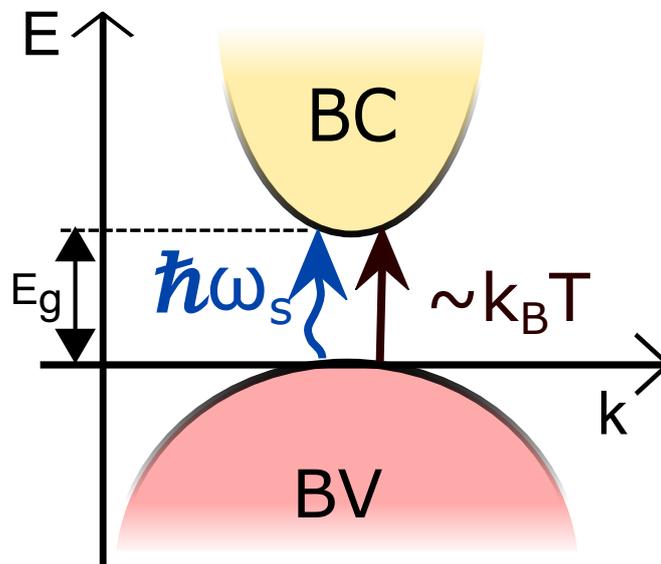


FIGURE 1.2 – Diagrammes d'énergie schématisant la transition électronique induite par absorption d'un photon infrarouge d'énergie supérieure à l'énergie de gap :  $\hbar\omega > E_g$ .

La détection de rayonnement infrarouge, dont les photons sont de faibles énergies, nécessite donc l'utilisation de semi-conducteur à petite énergie de gap<sup>5</sup>. Or plus le gap d'énergie est faible, plus les détecteurs seront sensibles à la température. Pour obtenir des mesures précises, il sera nécessaire de refroidir ces détecteurs infrarouges à des températures cryogéniques et donc les placer sous vide. Parmi les différents matériaux usuels pour la détection infrarouge, HgCdTe est très utilisé. Pour cause, l'énergie de gap de ce matériau varie avec sa teneur en mercure permettant ainsi de contrôler sa longueur d'onde de coupure et d'absorber avec le même matériau dans toutes les bandes de l'infrarouge. Pourtant, malgré de nombreux travaux<sup>6</sup>, la température maximale de fonctionnement reste de l'ordre de 77 K dans le MWIR et de 50 K dans le LWIR. D'importants efforts sont fournis par la communauté scientifique au sein de la dynamique HOT (*high operating temperature*) pour augmenter la température de fonctionnement jusqu'à des valeurs proches de 160 K.

<sup>4</sup>A. ROGALSKI et al. « Third-generation infrared photodetector arrays ». *Journal of Applied Physics* 105.9 (2009), p. 091101.

<sup>5</sup>Ibid.

<sup>6</sup>M. KOPYTKO et al. « Optimization of a HOT LWIR HgCdTe Photodiode for Fast Response and High Detectivity in Zero-Bias Operation Mode ». *Journal of Electronic Materials* 46.10 (2017), p. 6045-6055.

## 1.3 Photodiodes et fonctions de mérite des détecteurs

Afin de mieux cerner les enjeux de la détection quantique infrarouge par des photodiodes, nous allons revenir sur le principe des jonctions en semiconducteur. Dans cette partie, nous traiterons plus en avant de ces jonctions et définirons les fonctions de mérite usuelles pour la caractérisation de détecteurs.

### 1.3.1 Jonctions PN et PIN

Les photodiodes sont des composants électroniques capables de transformer l'énergie lumineuse en énergie électrique ou inversement. Nous ne parlerons ici que de l'utilisation des diodes sous polarisation inverse pour la photodétection.

La jonction la plus simple, nommée PN, est composée d'un empilement de semiconducteurs dopés P (trou) et N (électron)<sup>7</sup>. La mise en contact des deux zones dopées va entraîner une diffusion des porteurs libres donnant naissance à une zone de charge d'espace (ZCE). Seuls les porteurs fixes de chaque milieu restent présents dans cette zone et produisent un fort champ électrique. Ce champ électrique permet alors la séparation des paires électron-trou produites par absorption de photons dans la ZCE, générant ainsi un courant électrique. La génération de paires électron-trou dans les zones P et N peut participer, elle aussi, à la génération du photocourant mais les charges doivent en premier lieu diffuser jusqu'à la ZCE. La probabilité d'un tel événement est dictée par les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires, ce qui rend ces zones moins efficaces pour la génération de photocourant. L'application d'une tension de polarisation inverse renforce alors le gradient de potentiel dans cette zone et améliore la collection des charges.

Étant donné que la génération de photocourant a principalement lieu dans la ZCE, il est avantageux d'essayer d'augmenter sa taille. La jonction PIN vient répondre à cette envie en ajoutant une zone non dopée (aussi nommée intrinsèque ou I) entre les couches P et N qui va servir de ZCE. Cette zone I est dite non-intentionnellement dopée (NID), c'est-à-dire qu'elle ne contient qu'un dopage résiduel, de l'ordre de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , lié à sa fabrication.

### 1.3.2 Génération de courants électriques

Il est important de se souvenir qu'une diode polarisée en inverse génère un courant même en absence d'illumination<sup>8</sup>. En effet, les photodiodes sont sensibles à l'énergie thermique qui peut générer des paires électron-trou et donc un courant électrique. Ce courant électrique est couramment appelé courant d'obscurité. Ce courant suit une loi exponentielle avec la tension de polarisation  $V$  :

$$J_{\text{obs}} = J_{\text{sat}} \left[ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (1.1)$$

$q$  est la charge d'un électron,  $K$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température de la diode en Kelvin et  $n$  le degré d'idéalité de la diode qui varie entre 1 et 2. En effet, le courant d'obscurité est majoritairement généré par deux phénomènes :

- Le courant de diffusion qui provient de la diffusion des porteurs minoritaires injectés dans le système par la polarisation. Il suit une loi en  $\exp\left(\frac{qV}{KT}\right)$ .
- Le courant de ZCE qui correspond à la formation de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace. Ce phénomène peut avoir lieu directement de bande de valence à bande de conduction, ce qui est d'autant plus probable que le gap est petit. La génération de ce courant peut aussi se faire par l'intermédiaire de niveaux d'énergies dans la bande interdite qui sont introduits par les défauts et dopants parasites dans le cristal semiconducteur. Cet effet appelé Shockley-Read-Hall (SRH) suit une loi en  $\exp\left(\frac{qV}{2KT}\right)$ .

<sup>7</sup>S.M. SZE et al. *Physics of Semiconductor Devices*. 2006.

<sup>8</sup>E ROSENCHER et al. *Optoélectronique, Dunod*. 2002.

Finalement,  $J_{\text{sat}} \propto \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$  est le courant de saturation de la diode. Dans le cas des photodiodes utilisées en polarisation inverse, c'est la dépendance en température de  $J_{\text{sat}}$  qui dictera principalement le courant d'obscurité. Nous pouvons entre autres remarquer que ce courant de saturation est d'autant plus important que l'énergie de gap est faible; ce qui explique les problématiques de température de fonctionnement des détecteurs infrarouges.

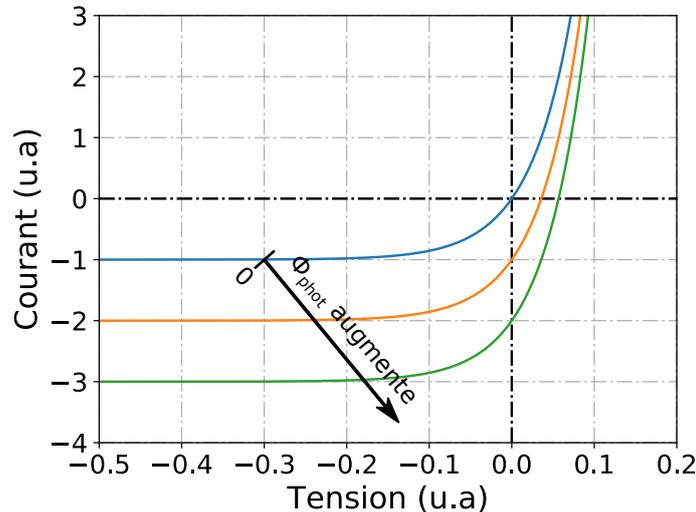


FIGURE 1.3 – Caractéristique courant-tension typique d'une photodiode dans l'obscurité (bleu) et sous différents niveaux de flux de photons.

L'objectif même d'une photodiode est de générer du courant électrique suite à l'absorption de photons à détecter. Ainsi, sous illumination, il faut ajouter le terme de photocourant que nous noterons  $J_{\text{signal}}$ . Ce photocourant est directement proportionnel au flux de photons incident  $\Phi_{\text{signal}}$  et au rendement quantique  $\eta$  :

$$J_{\text{signal}} = \Phi_{\text{signal}} q\eta \quad (1.2)$$

Il ne faut cependant pas oublier le terme de "photocourant parasite"  $J_{\text{fond}} = \Phi_{\text{fond}} q\eta$  généré par absorption de photons émis par tout autre objet que notre source à détecter. Dans l'infrarouge, et encore plus particulièrement dans la bande LWIR, ce photocourant a une forte amplitude car tous les éléments de la scène et du montage optique sont des émetteurs primaires potentiels. Des écrans froids - c'est-à-dire des éléments opaques maintenus à température cryogénique - sont habituellement ajoutés autour du détecteur pour limiter le photocourant aux seules sources issues de la scène.

Ainsi, le courant total généré dans une diode est la somme du photocourant "signal" et de deux termes indépendants du flux signal et pouvant être vus comme un offset en courant :

$$J = J_{\text{signal}} + J_{\text{obs}} + J_{\text{fond}} = q\eta\Phi_{\text{signal}} + J_{\text{sat}} \left[ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] + q\eta\Phi_{\text{fond}} \quad (1.3)$$

### 1.3.3 Les bruits de mesure

L'objectif de mon travail est de détecter un flux infrarouge avec une photodiode travaillant à température ambiante. Or nous n'avons pas jusqu'ici défini ce que signifie précisément ce terme de détection.

Détecter un signal consiste à pouvoir l'isoler du bruit de mesure qui l'entoure. Dans le cas des photodiodes, la diode génère un photocourant qui porte l'information sur le flux lumineux incident et que l'on veut mesurer. Cependant celui-ci est majoritairement bruité par deux phénomènes de bruit distincts. Le bruit de Schottky lié à la nature des courants et le bruit de Jonhson lié à la température du système<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>ROGALSKI et al., « Third-generation infrared photodetector arrays ».

**Le bruit de Schottky** est un bruit qui entache chaque terme de courant électrique généré par la diode. En effet, ce bruit souvent appelé bruit de grenaille est lié au caractère corpusculaire des courants. Sa variance peut s'écrire pour un courant d'amplitude  $J$ , sous approximation d'une statistique poissonnienne :

$$\sigma_J^2 = 2qJ \text{ en } A^2 \cdot Hz^{-1} \quad (1.4)$$

Ainsi, chaque courant généré par la diode est porteur de bruit de grenaille, de sorte que la variance du bruit total est donnée par :

$$\sigma^2 = \sigma_{\text{signal}}^2 + \sigma_{\text{obs}}^2 + \sigma_{\text{fond}}^2 = 2q(J_{\text{signal}} + J_{\text{obs}} + J_{\text{fond}}) \quad (1.5)$$

Il est donc important de minimiser les termes de courant d'obscurité et de photocourant de fond pour diminuer leur contribution au bruit de grenaille.

**Le bruit de Johnson** est un bruit thermique lié à l'agitation thermique des porteurs de charges. Il est donc directement lié à la résistance  $R$  de la jonction et sa variance est donnée par :

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4KT}{R}, \text{ en } A^2 \cdot Hz^{-1} \quad (1.6)$$

Cependant, la résistance de la jonction polarisée en inverse est très grande, de l'ordre de  $1 \text{ M}\Omega$ . Ainsi, dans notre cas, le bruit de Johnson sera négligeable devant le bruit de Schottky.

### 1.3.4 Fonctions de mérite pour la détection

Plusieurs fonctions de mérite sont utilisées pour quantifier l'efficacité d'un système optique à détecter un signal lumineux. L'idée est toujours de quantifier le rapport d'amplitude entre le signal et le bruit que nous réduirons ici, comme discuté dans le paragraphe précédent, au bruit de grenaille.

La première figure de mérite est le rapport signal sur bruit (RSB) qui permet rapidement de savoir si une mesure est significative. Le RSB est défini par :

$$RSB = \frac{J_{\text{signal}}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{q\eta\Phi_{\text{signal}}}{\sqrt{2q(J_{\text{signal}} + J_{\text{obs}} + J_{\text{fond}})\Delta\nu}} \quad (1.7)$$

où  $\Delta\nu$  est la bande passante du détecteur en Hz.

Une autre figure de mérite, issue du RSB, est la puissance équivalente du bruit (NEP). La NEP est la puissance incidente telle que le RSB soit égal à 1, c'est-à-dire telle que le photocourant généré  $J_{\text{signal}}$  soit de même amplitude que le bruit  $\sigma_{\text{tot}}$ . La puissance s'écrit, pour une longueur d'onde donnée  $\lambda$ , en fonction du flux de photons :  $P = \Phi \cdot \frac{hc}{\lambda}$ . Ainsi, la NEP, qui peut être considérée comme la puissance incidente minimale détectable, s'écrit :

$$NEP = \eta \frac{hc}{q\lambda} \sqrt{2q(J_{\text{signal}} + J_{\text{obs}} + J_{\text{fond}})\Delta\nu} \text{ [W]} \quad (1.8)$$

## Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de situer le cadre de l'étude. En effet, nous avons commencé par préciser les spécificités de la bande II de l'infrarouge dont sont issus les signaux que nous voulons détecter. Nous avons ensuite analysé les différentes filières de détection dans cette bande spectrale et avons retenu la filière de la détection quantique avec une photodiode. Nous avons étudié la génération de charges dans les jonctions en semiconducteurs par absorption des photons et les bruits de mesure associés. Finalement,

nous avons réuni toutes ces connaissances pour écrire deux fonctions de mérite (le RSB et la NEP) qui nous serviront d'échelle de comparaison pour nos détecteurs.

Dans le chapitre suivant, nous verrons comment les phénomènes d'absorption non-linéaire peuvent nous aider à nous affranchir du problème majeur de la température de fonctionnement des photodiodes pour la détection infrarouge.



## Chapitre

# 2

# Processus d'absorption sub-gap dans les semiconducteurs

## Sommaire

---

<b>2.1 Absorptions non-linéaires dans les semiconducteurs</b> . . . . .	<b>15</b>
2.1.1 Les filières non-linéaires pour la détection quantique . . . . .	16
2.1.2 Le NDTPA, une transition électronique en deux temps . . . . .	16
2.1.3 Focus sur l'influence de la pompe sur l'absorption à deux photons . . . . .	18
<b>2.2 Équations macroscopiques du NDTPA</b> . . . . .	<b>19</b>
2.2.1 Formalisation de l'absorption . . . . .	19
2.2.2 L'absorption non linéaire du troisième ordre . . . . .	20
2.2.3 Écriture du coefficient d'absorption à deux photons . . . . .	20
2.2.4 Du NDTPA à la mesure du photocourant . . . . .	21
<b>2.3 Compétition entre absorption à deux photons et absorption linéaire subgap dans une photodiode en GaAs</b> . . . . .	<b>22</b>
2.3.1 Description du montage expérimental . . . . .	23
2.3.2 Compétition entre deux régimes de génération de photocourant sub-gap . . . . .	24

---

Les équations du courant d'obscurité et du bruit de Schottky (voir les équations 1.1 et 1.5) nous ont permis de comprendre que la température de fonctionnement des détecteurs quantiques infrarouges est basse en raison de la faible énergie de gap des semiconducteurs adaptés. Si le travail d'optimisation sur les matériaux et jonctions utilisés permet de monter progressivement la température de fonctionnement, celles-ci demeurent encore bien inférieures à 160K qui est l'objectif de la dynamique HOT. En effet, dans le moyen infrarouge, la température de fonctionnement reste inférieure à 130 K et, dans les gammes plus lointaines au delà de 10  $\mu\text{m}$ , cette température descend encore sous les 77 K.

C'est pourquoi une technologie de rupture semble indispensable pour remonter drastiquement la température de fonctionnement et permettre d'atteindre un jour la température ambiante. Cette rupture, nous proposons de l'apporter en remplaçant l'élément limitant du système : le matériau absorbant. En effet, le problème résidant fondamentalement dans la faiblesse de l'énergie de gap, nous avons décidé d'utiliser des semiconducteurs avec des énergies de gap plus importantes.

Les semiconducteurs utilisés pour les filières de détection du visible et du proche infrarouge sont technologiquement matures et présentent des énergies de gap environ 4 fois plus importantes que ceux utilisés pour la détection en bande MWIR. Ainsi, le courant d'obscurité, qui varie en  $\exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$ , diminue fortement, permettant l'utilisation des jonctions à température ambiante. Ils forment donc un point de départ intéressant pour notre projet. Il reste cependant une question de taille : comment générer un photocourant à partir d'un photon d'énergie inférieure à l'énergie de gap du semiconducteur ?

## 2.1 Absorptions non-linéaires dans les semiconducteurs

L'optique linéaire dans les semiconducteurs parfaits ne permet pas l'absorption des photons de plus faible énergie que l'énergie de gap. Cependant, certains auteurs ont proposé l'idée d'utiliser les principes d'optique non-linéaire pour détecter un flux lumineux sub-gap. Ainsi, F. Boitier a tiré profit de l'absorption

à deux photons dans une photocathode pour mesure des autocorrélations<sup>1</sup>, D.A. Fishman et B. Portier ont généré du photocourant dans des semiconducteurs par absorption à deux photons<sup>2</sup> et R. Demur a mis en place une expérience d'imagerie par up-conversion<sup>3</sup>.

### 2.1.1 Les filières non-linéaires pour la détection quantique

Deux jeunes filières utilisent les principes de l'optique non linéaire pour détecter le rayonnement infrarouge à haute température de fonctionnement : l'absorption à deux photons, qui sera le sujet de ce manuscrit, et l'up-conversion. Dans les deux cas, le principe est le même : les concepts de l'optique non-linéaire permettent la détection d'un signal infrarouge dans un semiconducteur à grand gap. Cela nécessite l'utilisation d'une source de lumière bien choisie, dite de pompe, qui fournira au système l'énergie manquante à l'absorption. Cependant les deux techniques diffèrent en utilisant les effets non linéaire du second ordre pour l'up-conversion et du troisième ordre pour l'absorption à deux photons (TPA).

a. L'up-conversion est basée sur l'optique non-linéaire du second ordre. Or, la théorie de l'optique non-linéaire du second ordre ne permet pas d'absorption non linéaire dans les cristaux<sup>4</sup>. Ainsi, le mécanisme de détection est nécessairement en deux temps :

- (i) Le flux signal illumine un cristal non-linéaire éclairé par la pompe afin de générer, par somme de fréquence, un faisceau de plus grande pulsation, donc de plus grande énergie :  $\omega_{\text{pompe}} + \omega_{\text{signal}} = \omega_3$ ,
- (ii) Ce faisceau produit est absorbé par une diode à grande énergie de gap :  $E_g \simeq \hbar\omega_3$ .

Cette idée bien que prometteuse<sup>5</sup>, est soumise à plusieurs contraintes que nous avons préférés éviter<sup>6</sup>. En effet, seul les cristaux non centro-symétriques permettent les effets non-linéaires du second ordre ce qui limite fortement les axes cristallographiques utilisables. De plus, les accords de phases entre les faisceaux sont complexes à mettre en œuvre et préviennent l'utilisation de faisceaux focalisés. Finalement, les efficacités de conversion restent faibles ce qui limite pour le moment l'utilisation de ces systèmes à des signaux de grand flux, ce qui n'est pas le cas des sources thermiques que nous souhaiterions détecter.

b. La seconde filière en développement est basée sur un phénomène d'absorption non-linéaire du troisième ordre : l'absorption à deux photons. La susceptibilité du troisième ordre a des valeurs très inférieures à celles de la susceptibilité du deuxième ordre, ce qui implique que l'absorption à deux photons soit moins efficace que l'up-conversion. Cependant, ce phénomène n'utilise pas d'étape intermédiaire de conversion de fréquence, présente un accord de phase automatique et est possible dans tous les semiconducteurs III-V. C'est pourquoi j'ai préféré utiliser ce concept que nous allons maintenant étudier en détail.

### 2.1.2 Le NDTPA, une transition électronique en deux temps

L'absorption à deux photons peut être étudiée au travers d'un modèle semi-classique développé historiquement par Maria Göppert-Mayer<sup>7</sup>. Je ne rentrerai pas dans les détails précédemment développés de cette

<sup>1</sup>F. BOITIER. « Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semi-conducteurs ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2011.

<sup>2</sup>D. A. FISHMAN et al. « Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption ». *Nature Photonics* 5 (2011), p. 561-565; PORTIER et al., « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ».

<sup>3</sup>R. DEMUR et al. « Near-infrared to visible upconversion imaging using a broadband pump laser ». *Optics Express* 26.10 (mai 2018), p. 13252-13263.

<sup>4</sup>B. VEST. « Absorption a deux photons pour la detection infrarouge ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2015.

<sup>5</sup>J.S DAM et al. « High-resolution two-dimensional image upconversion of incoherent light ». *Optics Letters* 35.22 (2010), p. 3796-3798.

<sup>6</sup>A. BARH et al. « Ultra-broadband mid-wave-IR upconversion detection ». *Optics Letters* 42.8 (2017), p. 1504-1507.

<sup>7</sup>Goppert-Mayer MARIA. « Uber Elementarakte mit zwei Quantensprünge ». *Annalen der Physik* 401.3 (1931), p. 273-294.

approche perturbative de l'hamiltonien<sup>8</sup> mais j'expliquerai la philosophie de ces calculs.

Le modèle est basé sur un développement au deuxième ordre de la transition entre deux niveaux d'énergie discrets du matériau absorbant (initial  $i$  et final  $f$ ) séparés par une énergie  $E$ . Un niveau intermédiaire virtuel  $n$ , d'énergie intermédiaire, est introduit. Ce niveau permet alors d'écrire la transition électronique entre  $i$  et  $f$  comme une transition en deux temps : un premier photon est absorbé, permettant la transition de l'état  $i$  à un état  $n$  puis un second photon est absorbé permettant la transition de cet état  $n$  à l'état  $f$ .

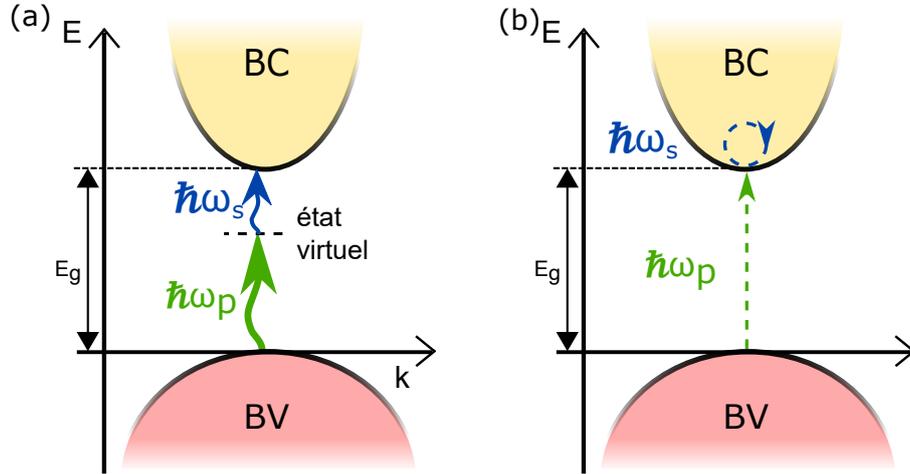


FIGURE 2.1 – (a) Diagrammes d'énergie schématisant la transition électronique en deux temps induite par absorption à deux photons et passant par un état virtuel. (b) Diagramme d'énergie explicitant les transitions électroniques effectives lors de l'absorption à deux photons. L'état intermédiaire est un état instable dans la bande de conduction.

Il est important de noter que la double transition passant par un état intermédiaire virtuel n'est qu'une représentation du phénomène aidant à sa compréhension. La physique quantique permet à l'électron de n'atteindre que des états d'énergie réels du matériau. Ainsi, comme illustré par la figure 2.1.b, la transition décrite par le modèle est bien une transition en deux temps :

- (i) absorption d'un photon sub-gap qui entraîne la transition non résonante de la bande de  $i$  à la bande de  $f$
- (ii) puis absorption du second photon qui entraîne la transition de la bande de conduction sur elle-même.

Appliqué aux semiconducteurs, le modèle garde la même philosophie en modifiant les niveaux d'énergies discrets initial et final en bande de valence et bande de conduction supposées paraboliques et séparées par une énergie  $E = E_g$ . Le résultat principal de ce modèle est le calcul du taux de transition entre les bandes de valence et de conduction à deux photons d'énergies respectives  $\hbar\omega_1$  et  $\hbar\omega_2$ <sup>9</sup>

$$G(\omega_1, \omega_2)^{(2)} \propto \frac{I_1 I_2}{n_1 n_2} \frac{\sqrt{E_k}}{E_g^4} \frac{1}{x_1^2 x_2^2} (x_1 + x_2 - 1)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right)^2 \quad (2.1)$$

où  $E_k$  est l'énergie de Kane qui peut être considérée constante pour la famille des semiconducteur III-V,  $n_1, n_2$  les indices de réfractifs et  $I_1, I_2$  les intensités des champs aux longueurs d'onde respectives et  $x_i = \frac{\hbar\omega_i}{E_g}$ .

$G$  représente le taux de création de paires électron-trou par absorption à deux photons et est logiquement dépendant des intensités des faisceaux pompe et signal incidents. Nous allons donc définir un coefficient  $\beta$  traditionnellement exprimé en cm/GW, dépendant uniquement du matériau pour quantifier

<sup>8</sup>VEST, « Absorption a deux photons pour la detection infrarouge ».

<sup>9</sup>M. SHEIK-BAHAIE et al. « Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 27.6 (juin 1991), p. 1296-1309; E.W. VAN STRYLAND et al. « Energy band-gap dependence of two-photon absorption ». *Optics Letters* 10.10 (1985), p. 490-492.

l'absorption à deux photons :

$$\beta(\omega_1, \omega_2) = \hbar\omega_1 \frac{G(\omega_1, \omega_2)^{(2)}}{I_1 I_2} = K \frac{\sqrt{E_k}}{n_1 n_2 E_g^4} \frac{1}{2^7 x_1 x_2^2} (x_1 + x_2 - 1)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{1}{x_1} - \frac{1}{x_2} \right)^2 \quad (2.2)$$

où  $K$  est une constante globalement indépendante du matériau<sup>10</sup> régulièrement réévaluée pour ajuster les mesures. La valeur généralement acceptée reste  $K = 1940$  pour des énergies exprimées en eV et  $\beta$  en cm/GW.

Cette équation permet de soulever plusieurs points clefs :

- En premier lieu, nous pouvons voir que le coefficient d'absorption à deux photons dépend de l'énergie de gap en  $E_g^{-3}$ , ce qui signifie que, quel que soit le choix d'illumination, les matériaux de gap plus faibles seront intrinsèquement plus intéressants pour l'absorption à deux photons.
- La seule limite concernant le choix des sources pompe et signal est d'avoir  $E_p + E_s \gtrsim E_g$ . Cependant nous allons séparer deux cas de figures : nous parlerons d'absorption à deux photons dégénérés (DTPA) si  $E_p = E_s$  et d'absorption à deux photons non dégénérés (NDTPA) si  $E_p > E_s$ .

### 2.1.3 Focus sur l'influence de la pompe sur l'absorption à deux photons

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit la théorie de l'absorption à deux photons pour écrire l'équation du coefficient d'absorption à deux photons :  $\beta$ . Cette nouvelle section est l'occasion pour nous d'étudier ce coefficient plus en avant afin de déterminer les paramètres importants de l'illumination.

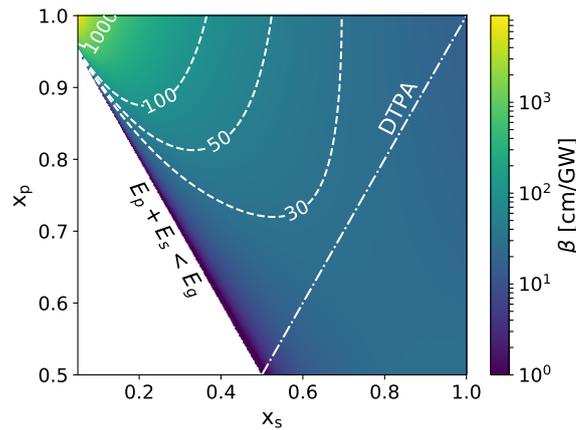


FIGURE 2.2 – Évolution du coefficient d'absorption à deux photons de l'InP en fonction de  $x_s$  et  $x_p$  les énergies, normalisées par l'énergie de gap, des faisceaux pompe et signal. La courbe tiretée représente l'absorption de photons pompe par absorption à deux photons dégénérés.

La figure 2.2 présente l'évolution du coefficient d'absorption à deux photons en fonction des énergies de pompe et de signal. La courbe tiretée représente l'absorption de photons pompe par absorption à deux photons dégénérés. Le coefficient d'absorption à deux photons varie sur 3 ordres de grandeur en fonction des couples de longueurs d'onde de pompe et signal choisis. Par exemple, pour le DTPA précédemment utilisé pour la détection à  $1.55\mu\text{m}$ <sup>11</sup>,  $\beta \lesssim 1 \text{ cm/GW}$  alors que la configuration extrêmement non dégénérée ( $x_p = 0,95$ ,  $x_s = 0,05$ ) permet d'atteindre  $\beta \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm/GW}$ <sup>12</sup>.

Il est possible d'avoir quelques représentations physiques pour expliquer ce phénomène en revenant au principe de l'état virtuel utilisé précédemment. Notons  $\Delta E = E_g - E_p$  la différence entre l'énergie de gap et l'énergie des photons pompes. Cet état intermédiaire peut alors être considéré comme un état instable, c'est-à-dire qu'un électron peut l'occuper pendant un temps  $\Delta t$  en respectant l'équation d'Heisenberg  $\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}$ . Or, le second évènement d'absorption (d'un photon signal) est possible uniquement si un

<sup>10</sup>SHEIK-BAHAE et al., « Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids ».

<sup>11</sup>PORTIER et al., « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ».

<sup>12</sup>FISHMAN et al., « Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption ».

électron est présent dans cet état virtuel. Ainsi, plus l'énergie des photons pompes est proche de l'énergie de gap, plus le temps de présence des électrons dans l'état virtuel est grand et plus le temps entre les deux événements d'absorption peut être long. La probabilité de l'absorption à deux photons augmente donc avec l'énergie de pompe en relâchant progressivement la contrainte de co-présence temporelle des deux photons. J'ai alors choisi de travailler dans le cadre du NDTPA afin d'augmenter l'efficacité d'absorption à deux photons et à terme générer plus de photocourant. De plus, pour un semiconducteur donné, augmenter l'énergie de pompe permet la détection de signaux de plus grande longueur d'onde ce qui est favorable à la détection infrarouge en bande MWIR et LWIR.

Notons tout de même que le temps caractéristique  $\Delta t$  reste de l'ordre de la centaine de femtoseconde pour des semiconducteurs de la filière visible. Même en gardant à l'esprit que ce calcul ne donne qu'un vague ordre de grandeur, nous pourrions considérer, au vu des autres temps caractéristiques que nous rencontrerons dans le reste de ce manuscrit, que le DTPA et NDTPA sont instantanés et nécessitent la présence des deux photons *au même moment*.

## 2.2 Équations macroscopiques du NDTPA

Nous avons étudié l'absorption à deux photons avec le formalisme de la mécanique quantique ce qui nous a permis, entre autres, de nous orienter vers le NDTPA. Cependant, ce formalisme n'est pas le plus adapté à une étude macroscopique comme la détection. En effet, nous allons ici regarder le NDTPA du point de vue de l'optique non linéaire<sup>13</sup> afin de déterminer les conditions optimales pour la détection par NDTPA.

### 2.2.1 Formalisation de l'absorption

Le formalisme de l'optique non linéaire est basé sur l'étude de la susceptibilité non linéaire  $\chi$  qui décrit l'interaction entre le champ lumineux  $\vec{E}$  et la polarisation du matériau  $\vec{P}$ .

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.3)$$

Dans ce cadre, le calcul d'une absorption revient à considérer la densité d'énergie moyenne cédée par le champ électromagnétique au milieu. Pour cela, il est nécessaire d'étudier la divergence du vecteur de Poynting où  $\langle \cdot \rangle$  représente une moyenne temporelle :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \left\langle \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) \right\rangle \quad (2.4)$$

A partir des équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère, avec  $\vec{j}$  la densité de courant et  $U$  l'énergie électromagnétique portée par l'onde, on trouve :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{S} = \left\langle \vec{E} \cdot \vec{j} \right\rangle + \left\langle \vec{E} \cdot \frac{\delta \vec{P}}{\delta t} \right\rangle + \left\langle \frac{\delta U}{\delta t} \right\rangle \quad (2.5)$$

Le premier terme correspond à la loi d'Ohm. Nous supposons que  $\vec{j} = \vec{0}$ , c'est-à-dire qu'il n'y a pas de dissipation d'énergie par effet thermique dans le semiconducteur. Le dernier terme correspond à l'évolution temporelle de l'énergie électromagnétique. Notre étude se faisant en régime stationnaire, ce terme s'annule. Ainsi, pour une onde se propageant suivant un axe  $z$ , un bilan d'énergie sur le flux du vecteur de

<sup>13</sup>C. AVERSA et al. « Third-order optical nonlinearities in semiconductors: The two-band model ». *Physical Review B* 50 (24 déc. 1994), p. 18073-18082.

Poynting et le théorème de Green-Ostrogradski donne :

$$\delta I = - \left\langle \vec{E} \cdot \frac{\delta \vec{P}}{\delta t} \right\rangle \delta z \quad (2.6)$$

L'absorption est donc décrite par la densité volumique de puissance absorbée  $W$  que l'on peut écrire dans un milieu anisotrope en fonction de  $A$ , l'amplitude complexe du champs  $E$ , et de  $P$ , l'amplitude complexe de la polarisation  $\vec{P}$  :

$$W = \left\langle \vec{E} \cdot \frac{\delta \vec{P}}{\delta t} \right\rangle = -2\omega \langle \text{Im}(AP^*) \rangle \quad [W \cdot m^{-3}] \quad (2.7)$$

### 2.2.2 L'absorption non linéaire du troisième ordre

L'absorption à deux photons est un effet du 3<sup>e</sup> ordre dont le processus s'écrit :  $\omega_s + \omega_p = \omega_s + \omega_p$ . Nous devons donc regarder les deux polarisations oscillantes respectivement à  $\omega_s$  et  $\omega_p$  :

$$\omega_s = \omega_p - \omega_p + \omega_s : P^{(3)}(\omega_s) = 2\epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_s) A(\omega_p) A^*(\omega_p) A(\omega_s) \quad (2.8)$$

$$\omega_p = \omega_s - \omega_s + \omega_p : P^{(3)}(\omega_p) = 2\epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_p) A(\omega_s) A^*(\omega_s) A(\omega_p) \quad (2.9)$$

A l'aide de l'équation 2.7, nous pouvons alors calculer les densités volumiques de puissance absorbée. Je rappelle que  $AA^* = |A|^2$ , que l'intensité des champs est tel que  $I = 2\epsilon_0 cn |A|^2$  et que la susceptibilité électrique non linéaire peut se décomposer en partie réelle et imaginaire  $\chi^{(3)} = \chi'^{(3)} + i\chi''^{(3)}$ .

$$W^{(3)}(\omega_p) = \omega_p \chi''^{(3)}(\omega_p) \frac{I_p I_s}{2\epsilon_0 c^2 n_s n_p} \quad (2.10)$$

$$W^{(3)}(\omega_s) = \omega_s \chi''^{(3)}(\omega_s) \frac{I_p I_s}{2\epsilon_0 c^2 n_s n_p} \quad (2.11)$$

L'absorption à deux photons non dégénérés n'est donc possible que si la partie imaginaire de  $\chi^{(3)}$  est non nulle aux longueurs d'onde d'intérêts.

### 2.2.3 Écriture du coefficient d'absorption à deux photons

Nous avons pu écrire la densité volumique d'absorption à deux photons à partir de l'écriture de la polarisation induite dans le matériau. Cependant, pour remonter au coefficient macroscopique d'absorption à deux photons  $\beta$ , il est plus simple d'étudier directement la perte d'énergie des faisceaux au cours de leurs propagations.

Les résultats en  $\omega_p$  et en  $\omega_s$  étant similaires, nous ferons le calcul pour le faisceau pompe et je donnerai ensuite le résultat pour le signal. En utilisant l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable et grâce à l'accord de phase automatiquement vérifié par les équations d'absorptions à deux photons ( $k_s + k_p = k_s + k_p$ ) nous pouvons écrire les équations de propagation des faisceaux :

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{i\omega_p}{2\epsilon_0 cn} P^{(3)}(\omega_p) = \frac{i\omega_p}{2cn} \chi^{(3)}(\omega_p) |A(\omega_s)|^2 A(\omega_p) \quad (2.12)$$

Or, d'après la définition de l'intensité  $I$ , nous avons :

$$\frac{dI_p}{dz} = 2\epsilon_0 cn_p \left( A_p^* \frac{dA_p}{dz} + A_p \frac{dA_p^*}{dz} \right)$$

Ainsi, tout calcul fait, nous pouvons écrire :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\epsilon_0 c^2 n_p n_s} \chi''^{(3)}(\omega_p) I_p I_s = -\beta(\omega_p, \omega_s) I_p I_s \quad (2.13)$$

Où l'on introduit le coefficient d'absorption à deux photons  $\beta$  traditionnellement exprimé en cm/GW. Il est évident que ce coefficient est le même que celui étudié dans l'approche quantique précédente (voir 2.1.2) de sorte que l'on peut écrire aussi une équation liant le taux de génération de paires électron-trou et la susceptibilité électrique :

$$\beta(\omega_p, \omega_s) = \frac{\omega_p}{2\epsilon_0 c^2 n_p n_s} \chi^{(3)}(\omega_p) = 2\hbar\omega_p \frac{G(\omega_p, \omega_s)^{(2)}}{I_p I_s} \quad (2.14)$$

De façon analogue, nous pouvons écrire la même équation en partant du faisceau signal :

$$\beta(\omega_s, \omega_p) = \frac{\omega_s}{2\epsilon_0 c^2 n_p n_s} \chi^{(3)}(\omega_s) = 2\hbar\omega_s \frac{G(\omega_s, \omega_p)^{(2)}}{I_p I_s} \quad (2.15)$$

Notons que les deux équations traitent du même phénomène de génération de paires électron-trou, pour la suite du manuscrit nous allons donc symétriser le coefficient d'absorption à deux photons :  $\beta_{\text{sym}} = \frac{\beta(\omega_s, \omega_p)}{\hbar\omega_s} = \frac{\beta(\omega_p, \omega_s)}{\hbar\omega_p}$ .

#### 2.2.4 Du NDTPA à la mesure du photocourant

Comme je l'ai déjà établi, ce manuscrit traitera de détection infrarouge dans une photodiode; c'est-à-dire par mesure de photocourant. Ce dernier paragraphe conclura donc l'étude théorique du NDTPA en présentant le passage de l'absorption à la génération du photocourant.

Nous supposons dans tout ce manuscrit que les sections des deux faisceaux restent égales et constantes sur toute la longueur d'interaction dans le matériau non linéaire. Cette hypothèse sera vérifiée et expliquée dans chaque cas rencontré. En effet, l'absorption à deux photons n'est évidemment possible que dans les zones de colocalisation des deux champs. Nous pouvons alors écrire que  $I_p = \frac{P_p}{S}$  et  $I_s = \frac{P_s}{S}$  avec  $P_p$  et  $P_s$  les puissances optiques incidentes des faisceaux pompe et signal et  $S$  la section commune à l'interface d'entrée dans la couche active. L'équation 2.13 peut alors s'écrire :

$$dP_p = \beta(\omega_s, \omega_p) \frac{P_s}{S} P_p dz \quad (2.16)$$

D'où après intégration sur la longueur d'interaction  $L$  :

$$\Delta P_p = \beta(\omega_s, \omega_p) \frac{P_s P_p}{S} L \quad (2.17)$$

Je rappelle que nous n'avons pris en compte que l'absorption à deux photons. Ainsi, la puissance perdue par le faisceau pompe ne peut être liée qu'à la formation de paires électron-trou par absorption à deux photons. Le passage de la génération de paires électron-trou à la génération du photocourant nécessite de prendre en compte plusieurs paramètres tels que l'extraction des charges et les résistances de connections. Nous les regrouperons tous sous le terme d'efficacité  $\eta$ . Donc, le photocourant généré par absorption à deux photons non-dégénérés,  $J_{\text{NDTPA}}$ , s'écrit :

$$j_{\text{NDTPA}} = \eta e \frac{\Delta P_p}{\hbar\omega_p} = \beta(\omega_s, \omega_p) \frac{\eta e}{\hbar\omega_p} \frac{L}{S} P_s P_p \quad (2.18)$$

Comme nous l'avons vu, le processus d'absorption à deux photons a un temps caractéristique qui peut être considéré comme instantané. A ce titre, la génération de photocourant ne peut se faire qu'au moment de l'illumination par les deux faisceaux et est fonction de la puissance crête des faisceaux. Cependant, en raison des temps caractéristiques des instruments de mesures, nous n'aurons accès qu'aux moyennes temporelles du photocourant généré sur un cycle temporel de la source. Le photocourant mesuré dépend donc

des puissances moyennes de pompe  $\langle P_p \rangle$  et de signal  $\langle P_s \rangle$  :

$$J_{\text{NDTPA}} = \langle j_{\text{NDTPA}} \rangle = \beta(\omega_s, \omega_p) \frac{\eta e}{\hbar \omega_p} \frac{L}{S} \langle P_s \rangle \langle P_p \rangle \quad (2.19)$$

Finalement, il ne faut pas oublier que les conditions d'illumination pour la détection par NDTPA ( $E_p + E_s \gtrsim E_g$  et  $E_p > E_g$ ) permettent aussi l'absorption de photons pompe par absorption à deux photons pompe dégénérés. Ainsi, l'équation du photocourant généré par absorption sub-gap dans un semiconducteur parfait est :

$$j = j_{\text{NDTPA}} + j_{\text{DTPA}} = \frac{\eta e}{\hbar \omega_p} \frac{L}{S} \left[ \beta(\omega_p, \omega_s) P_s P_p + \beta(\omega_p, \omega_p) P_p^2 \right] \quad (2.20)$$

## 2.3 Compétition entre absorption à deux photons et absorption linéaire subgap dans une photodiode en GaAs

Nous avons écrit, jusqu'ici, les équations d'absorption sub-gap menant au photocourant dans un semiconducteur parfait. Cependant, les expériences de génération de photocourant par illumination sub-gap de jonctions en silicium ont montré l'existence d'un photocourant supplémentaire généré par absorption linéaire de photons pompes et ont expliqué le processus en s'inspirant du modèle *Shockley-Read-Hall*<sup>14</sup>.

Comme représenté sur la figure 2.3, ce processus, nommé *photo-assisted Shockley-Read-Hall* (PASRH) par les auteurs, consiste en deux transitions électroniques. La première, activée par l'absorption d'un photon pompe, se fait entre la bande de valence et un niveau d'énergie "réel" présent dans le gap du semiconducteur. La seconde transition se fait par effet thermique similaire, du point de vue des équations, à l'effet SRH.

Il est nécessaire de bien discerner l'état intermédiaire des états virtuels présentés dans l'étude quantique du NDTPA (voir 2.1.2). En effet, la description du PASRH est basée sur une absorption linéaire sur un état d'énergie dans la bande interdite physiquement accessible pour l'électron. L'existence de cet état d'énergie peut être due à de nombreux phénomènes parmi lesquels les plus probables sont la présence de défauts cristallins dans le semiconducteur ou la présence de dopants parasites.

Finalement, en supposant que l'efficacité d'extraction soit la même pour les trois absorptions, le photocourant généré par la jonction illuminée par deux faisceaux sub-gap sera donc :

$$j = j_{\text{NDTPA}} + j_{\text{DTPA}} + j_{\text{PASRH}} = \frac{\eta e}{\hbar \omega_p} L \left[ \frac{\beta(\omega_p, \omega_s)}{S} P_s P_p + \frac{\beta(\omega_p, \omega_p)}{S} P_p^2 + \alpha(\omega_p) P_p \right] \quad (2.21)$$

L'amplitude du coefficient d'absorption linéaire  $\alpha$  jouera un rôle primordial pour la détection infrarouge du signal. En effet, comme tout photocourant, le PASRH est soumis à un bruit de Schottky directement proportionnel à son amplitude. Cette source de bruit supplémentaire diminuera notre capacité à détecter le faisceau signal.

Pour mieux comprendre la compétition entre ces deux phénomènes d'absorption, j'ai mené, en partenariat avec Benjamin Vest (thèse soutenue en Octobre 2015), une étude de la génération de courant par PASRH et par absorption à deux photons dégénérés dans des diodes commerciales en GaAs; l'un des matériaux d'intérêt pour la détection infrarouge par NDTPA<sup>15</sup>.

Nous avons pris la décision d'étudier la compétition entre DTPA et PASRH en premier lieu pour des raisons de caractérisation des photocourants. En effet, le PASRH évolue linéairement avec la puissance incidente alors que le DTPA évolue quadratiquement avec cette puissance incidente. Ainsi, il est possible de

<sup>14</sup>VEST et al., « Silicon sub-bandgap photon linear detection in two-photon experiments: A photo-assisted Shockley-Read-Hall mechanism »; A.S. GROVE. *Physics and technology of semiconductor devices*. John Wiley & Sons Inc, 1967.

<sup>15</sup>B. VEST et al. « Competition between sub-bandgap linear detection and degenerate two-photon absorption in gallium arsenide photodiodes ». *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications* 12.1 (déc. 2016), p. 26.

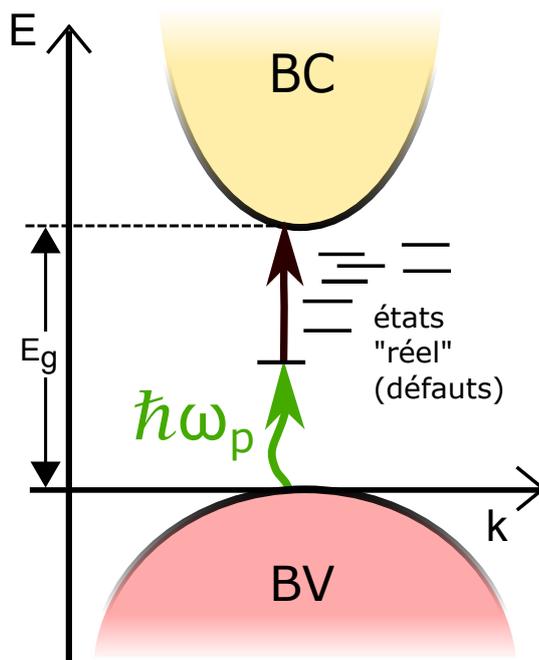


FIGURE 2.3 – Représentation schématique des transitions électroniques composant le PASRH

déterminer la nature de l'absorption en traçant la caractéristique photocourant-puissance incidente. Cela aurait été plus complexe avec le NDTPA qui évolue linéairement avec la puissance incidente de pompe.

### 2.3.1 Description du montage expérimental

Les diodes étudiées sont des diodes PIN en GaAs commerciales Optowell PP85-B1T0N dont la lentille boule a été enlevée pour éviter les problèmes de transmission. Comme illustré sur le schéma 2.4, la diode est placée dans un cryostat avec une fenêtre en saphir. Trois sources de lumière, dont les principales caractéristiques sont rappelées dans le tableau 2.1, peuvent illuminer la diode à 1.55  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde après focalisation. La première source (OPO 1) est M-Squared Firefly-IR optical parametric oscillator (OPO) qui délivre des impulsions d'une durée de 10 ns avec un taux de répétition de 150 kHz. La seconde (OPO 2) est un A.P.E nanoLevante OPO de même durée mais avec un taux de répétition de 15 kHz. La troisième source est un laser fibré continu associé à un modulateur acousto-optique qui délivre des impulsions de 1  $\mu\text{s}$  avec un taux de répétition de 150 kHz. La polarisation linéaire des trois sources est maintenue dans la direction maximisant le DTPA par un polariseur. Le faisceau optique est séparé en deux par une lame en coin de ZnSe. La mesure de l'intensité réfléchi par une photodiode rapide en InGaAs est utilisée pour déterminer la puissance optique incidente. La polarisation en inverse de la diode et la mesure du photo-

TABLEAU 2.1 – Résumé des principaux paramètres de chaque source de lumière utilisée

Source	OPO1	OPO2	AOM
Durée de l'impulsion $\Delta t$	10 ns	10 ns	1 $\mu\text{s}$
Taux de répétition f	150 kHz	15 kHz	150 kHz
Longueur d'onde	1.55 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$	1.55 $\mu\text{m}$
Puissance moyenne accessible (W)	$10^{-7} - 10^{-2}$	$10^{-4} - 10^{-1}$	$10^{-4} - 10^{-2}$

courant sont effectuées avec un source-mètre Keithley 6430. Le positionnement de la diode au point focal est effectué à l'aide de trois platines motorisées et par technique de Z-scan<sup>16</sup>. Finalement, des densités

<sup>16</sup>M. SHEIK-BAHAE et al. « Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam ». *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 26.4 (1990), p. 760-769.

optiques servent à modifier la puissance optique incidente.

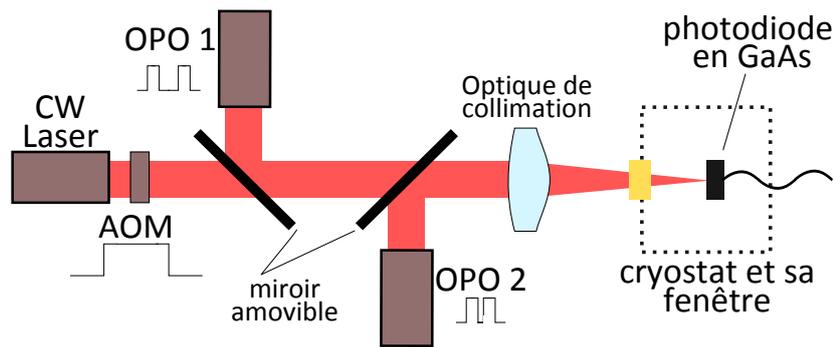


FIGURE 2.4 – Schéma du montage expérimental. La photodiode en GaAs est placée dans un cryostat pour permettre l'étude à différentes températures et peut être illuminée par trois sources de lumières différentes - deux OPO et un laser continu modulé.

### 2.3.2 Compétition entre deux régimes de génération de photocourant sub-gap

La mesure de l'évolution du photocourant généré par la diode en fonction de la puissance optique moyenne issue de l'OPO 1 est affichée sur la figure 2.5. Le courant d'obscurité d'une valeur de 60 pA en a été soustrait. On y voit deux régimes distincts : quadratique au dessus de 1mW de puissance optique et linéaire en dessous de 100  $\mu$ W. L'évolution quadratique est caractéristique d'un photocourant généré par DTPA, mais l'évolution linéaire peut être attribuée à deux mécanismes : le PASRH ou un effet tunnel optiquement assisté (PAT).

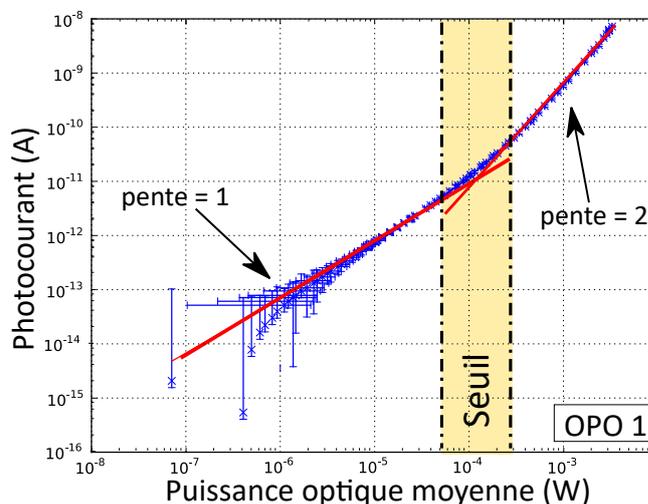


FIGURE 2.5 – Caractéristique photocourant-puissance incidente de la photodiode polarisée à -0.5V, illuminée par l'OPO 1, après soustraction des 60 pA de courant d'obscurité. Deux évolutions sont visible : à faible puissance, le régime est linéaire (pente de 1, prépondérance du PASRH) alors que pour une puissance moyenne supérieure à 300S  $\mu$ W, le régime est quadratique (pente de 2, prépondérance du DTPA).

Le PAT est basé sur la courbure des bandes d'énergies, il est donc dépendant de la tension de polarisation appliquée à la diode. Notre mesure du photocourant ne montrant pas d'évolution avec cette tension entre -1 V et 0V, nous écartons l'hypothèse de l'effet PAT. Il reste alors la génération du photocourant par PASRH dont l'une des transitions est thermiquement activée. Pour vérifier cette hypothèse, j'ai reproduit la même mesure, sous illumination de l'OPO 2, à température ambiante 300K et à une température cryogénique de 80K.

## 2.3 Compétition entre absorption à deux photons et absorption linéaire subgap dans une photodiode en GaAs

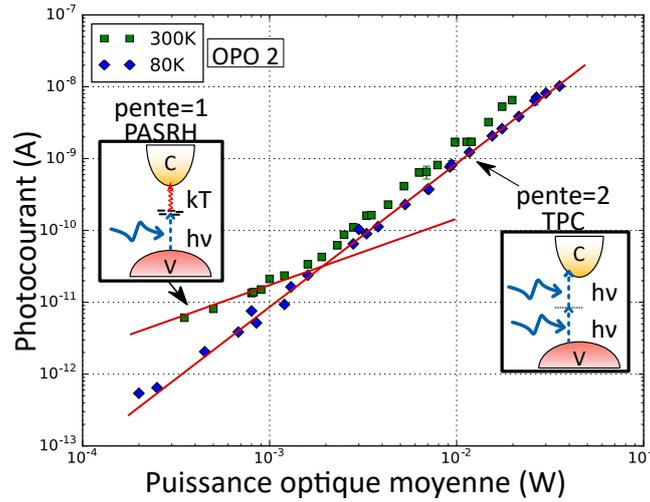


FIGURE 2.6 – Caractéristique photocourant-puissance incidente de la photodiode polarisée à -0.5V illuminée par l'OPO 2 à deux températures. A température ambiante (carrés verts), la transition entre les deux régimes est visible pour une puissance incidente moyenne de 2mW. A la température cryogénique de 80 K (losanges bleus), aucun régime linéaire n'est visible grâce au gel des mécanismes SRH et PASRH.

La figure 2.6 présente ces deux mesures. La température est mesurée à l'aide d'une résistance thermique PT100 collée sur la monture de la diode. A température ambiante, les deux régimes sont bien présents avec une transition autour de 20 pA. Une comparaison fine avec la mesure précédente (figure 2.5) permet de voir une différence d'un facteur 10 sur le photocourant généré par DTPA. En effet, comme nous l'avons vu, le TPA dépend de la puissance crête du faisceau lumineux et n'est possible que dans le laps de temps où le signal est présent. Le rapport cyclique ( $R_c = \delta t f$ ) de OPO 2 est 10 fois inférieur à celui de OPO 1 et cette différence se retrouve bien sur la mesure du photocourant généré par TPA.

A 80 K, la caractéristique reste quadratique sur les deux décades de puissance optique. En premier lieu, notons que le DTPA ne dépend pas de la température. Ensuite, la disparition du régime linéaire prouve que la génération de charge se fait par PASRH : à température cryogénique, les niveaux d'énergies parasites sont gelés; les électrons ne peuvent plus transiter vers la bande de conduction par effet SRH.

Nous pouvons modéliser le photocourant généré dans la diode GaAs éclairée par un faisceau de longueur d'onde sub-gap à 1.55  $\mu\text{m}$  par la somme des termes de PASRH et de DTPA :

$$\langle J_{\text{phot}} \rangle = \langle J_{\text{DTPA}} \rangle + \langle J_{\text{PASRH}} \rangle = K_{\text{PASRH}}(T) \langle P_{\text{opt}} \rangle + K_{\text{DTPA}} \langle P_{\text{opt}} \rangle^2 \quad (2.22)$$

avec  $T$  la température,  $P_{\text{opt}}$  la puissance crête optique incidente et  $\langle \cdot \rangle$  l'intégration sur un cycle.

Or nous savons (voir équation 2.20) que

$$\beta = \frac{\hbar\omega S}{\eta e L} \frac{J_{\text{DTPA}}}{P_{\text{opt}}^2} = \frac{\hbar\omega S}{\eta e L} \frac{\langle J_{\text{DTPA}} \rangle / R_c}{(\langle P_{\text{opt}} \rangle / R_c)^2} \quad \text{et} \quad \alpha(T) = \frac{\hbar\omega}{\eta e L} \frac{J_{\text{PASRH}}}{P_{\text{opt}}} = \frac{\hbar\omega}{\eta e L} \frac{\langle J_{\text{DTPA}} \rangle / R_c}{\langle P_{\text{opt}} \rangle / R_c} \quad (2.23)$$

où  $R_c$  est le rapport cyclique,  $S$  est la surface du faisceau dont la demi-largeur vaut 40  $\mu\text{m}$  et  $L = 10 \mu\text{m}$  est l'épaisseur de la couche active (déterminée par mesure de la capacité). Ainsi, nous pouvons calculer  $\beta = 45.5 \pm 7.5 \text{ cm/GW}$  qui est cohérent avec les mesures trouvées dans la littérature<sup>17</sup>. Le faible rapport signal sur bruit dans le régime de faible flux où le PASRH prédomine ne permet pas de mesure précise de  $\alpha$ .

Cependant, améliorer la précision de mesure du coefficient linéaire est possible en favorisant l'absorption par PASRH par rapport celle par DTPA. Le seuil de transition entre les deux régimes sera alors déplacé vers les plus grandes puissances optiques incidentes et la mesure de  $\alpha$  se fera sur une plus grande gamme.

<sup>17</sup>VAN STRYLAND et al., « Energy band-gap dependence of two-photon absorption »; A. A. SAID et al. « Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe ». *Journal of the Optical Society of America B* 9.3 (1992), p. 405-414; A. SAISSY et al. « Absolute measurement of the 1.06  $\mu\text{m}$  two-photon absorption coefficient in GaAs ». English. *Applied Physics* 15.1 (1978), p. 99-102.

Or, un rapide retour sur les équations 2.23 permet de remarquer que  $\beta$  dépend du rapport cyclique de la source alors que  $\alpha$  en est indépendant. En effet, le PASRH ne dépend que du nombre moyen de photons reçu sur le temps d'intégration du détecteur - qui est long devant les temps caractéristiques des sources lasers. Au contraire, le DTPA nécessite la présence simultanée de deux photons et sera donc sensible à la densité temporelle de photons. Ainsi, comme illustré par l'insert de la figure 2.7, délivrer le même nombre de photons sur une durée plus longue réduira fortement le photocourant généré par DTPA sans influencer celui généré par PASRH.

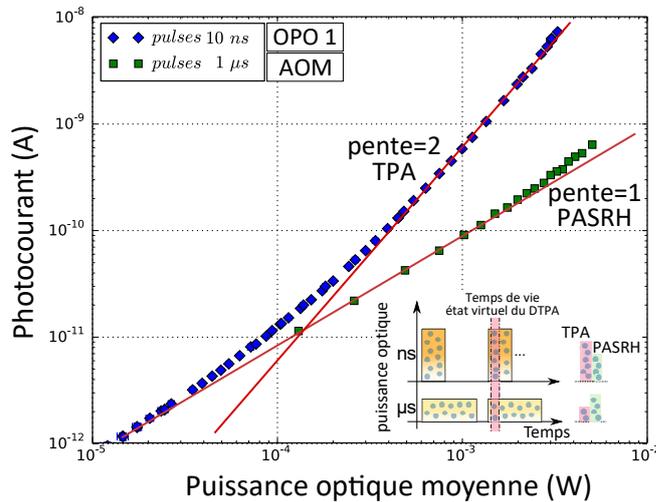


FIGURE 2.7 – Comparaison des caractéristiques photocourant-puissance incidente de la photodiode polarisée à -0.5V illuminée ( carrés verts) en régime microseconde par la source AOM ou ( losanges bleus) en régime nanoseconde par l'OPO 1. La source AOM a un rapport cyclique 100 fois supérieur à celui de l'OPO, décalant la puissance seuil de  $10^{-4}$  W à environ  $7 \cdot 10^{-3}$  W. En insert est représenté les différences de concentrations des photons dans les deux régimes temporels menant à la prédominance du PASRH ou du DTPA.

La figure 2.7 compare les caractéristiques photocourant-puissance incidente de la diode illuminée par l'OPO 1 ou l'AOM. L'AOM a un rapport cyclique 100 fois plus petit que celui de l'OPO 1. Ainsi, à puissance incidente moyenne donnée, le photocourant généré par DTPA sera 100 fois plus faible avec l'AOM alors que celui généré par PASRH n'évoluera pas de façon significative. En effet, la puissance seuile entre les deux régime passe de  $10^{-4}$  W pour l'OPO 1 à  $7 \cdot 10^{-3}$  W pour l'AOM. De plus, les deux mesures montrent la même évolution du PASRH entre les deux mesures. Nous avons pu calculer  $\alpha = (6,1 \pm 0.6) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-118}$ .

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la théorie de l'absorption à deux photons qui est un processus d'absorption sub-gap. Nous avons déterminé à l'aide des équations de la mécanique quantique que ce processus d'absorption est d'autant plus efficace que l'énergie des photons à détecter ( $\hbar\omega_s$ ) est faible devant celle des photons pompes ( $\hbar\omega_p$ ) et avons donc naturellement décidé d'utiliser un point de fonctionnement non-dégénéré ( $\hbar\omega_s \neq \hbar\omega_p$ ).

Ensuite, une étude du phénomène par les équations de l'optique non linéaire nous a permis de mettre en lumière la nécessité d'utiliser un semiconducteur avec une forte susceptibilité non-linéaire du troisième ordre  $\chi^{(3)}$  comme ceux de la famille III-V. Cette condition vient donc s'ajouter à celles relevées dans le chapitre précédent : un semiconducteur à grand gap direct. Ainsi, les deux semiconducteurs les plus intéressants sont l'InP et le GaAs.

<sup>18</sup>VEST et al., « Competition between sub-bandgap linear detection and degenerate two-photon absorption in gallium arsenide photodiodes ».

## 2.3 Compétition entre absorption à deux photons et absorption linéaire subgap dans une photodiode en GaAs

---

Finalement, une étude préliminaire de l'absorption sub-gap dans le GaAs a mis en relief un phénomène d'absorption sub-gap supplémentaire, le PASRH. Cette étude a donné lieu à un article<sup>19</sup> dont je suis premier co-auteur. Ce processus d'absorption linéaire des photons pompes est lié aux défauts et dopants dans le semiconducteur. Bien que des études supplémentaires soient encore à réaliser pour, entre autres, caractériser spectralement le PASRH dans l'InP et le GaAs, B. Vest a démontré qu'il augmente fortement quand l'énergie des photons pompe approche l'énergie de gap<sup>20</sup>. Ainsi, nous décidons de limiter la différence d'énergie entre photons pompe et signal profitant ainsi d'un meilleur coefficient d'absorption à deux photons tout en espérant limiter le PASRH.

Nous avons donc toutes les connaissances théoriques nécessaires pour mettre en place un système de détection infrarouge à température ambiante par absorption à deux photons. Cependant, j'aspire à détecter des sources thermiques, donc de faible puissance, et à la vue des valeurs du coefficient d'absorption à deux photons, cela reste inenvisageable. En effet, l'étude en régime microseconde de la compétition entre PASRH et DTPA (voir figure 2.7) montre bien que l'absorption à deux photons est trop faible pour permettre simplement la détection de signaux de faibles flux. Nous verrons dans le prochain chapitre que les nanostructures permettront d'augmenter la génération de photocourant par absorption à deux photons.

---

<sup>19</sup>Ibid.

<sup>20</sup>Vest, « Absorption à deux photons pour la détection infrarouge ».



## Chapitre

# 3

# Les nanostructures au service de l'absorption à deux photons

## Sommaire

<b>3.1 Modélisation linéaire de nano-résonateurs pour l'optimisation de phénomènes non-linéaires</b>	<b>29</b>
3.1.1 Méthodes de calcul pour le dimensionnement de nanostructures . . . . .	30
3.1.2 La résonance d'une nanostructure métallique . . . . .	31
<b>3.2 Quelques nanorésonateurs usuels . . . . .</b>	<b>31</b>
3.2.1 La résonance de modes guidés . . . . .	32
3.2.2 La résonance métal-isolant-métal . . . . .	33

L'étude de la génération de photocourant par absorption à deux photons, dans le chapitre précédent, a mis en relief la faible efficacité intrinsèque de ce processus. De plus, d'autres processus d'absorption sub-gap en compétition avec le NDTPA, comme le PASRH, sont susceptibles de générer des photocourants parasites. Néanmoins, les nanostructures qui seront introduites dans ce chapitre permettront d'exalter la génération de photocourant par NDTPA.

En effet, je commencerai par expliquer comment le calcul linéaire de la concentration des champs électromagnétiques, induite par une nanostructure, permet de déterminer une amplification du NDTPA. Je présenterai par la suite les méthodes informatiques qui m'ont permis de calculer ces champs ainsi que les interprétations des résultats que j'ai employé. Finalement, je m'intéresserai aux propriétés de deux résonateurs intéressants pour mes applications : le résonateur métal-isolant-métal (MIM) et le résonateur à mode guidé (GMR).

## 3.1 Modélisation linéaire de nano-résonateurs pour l'optimisation de phénomènes non-linéaires

H. Folliot a proposé d'utiliser des microcavités à miroirs de Bragg pour amplifier l'absorption à deux photons<sup>12</sup> dans une photodiode fine. Cependant les miroirs de Bragg ou les cristaux photoniques<sup>3</sup> présentent des sélectivités spectrales trop importantes pour les applications de détection. Je présenterai ici une utilisation similaire des nanostructures pour amplifier localement l'efficacité du NDTPA en concentrant et co-localisant les champs pompe et signal.

Le photocourant généré par NDTPA suit l'équation suivante :

$$j_{\text{NDTPA}} \propto \beta I_p I_s \propto \beta |E_p|^2 |E_s|^2 \quad (3.1)$$

En raison de l'évolution avec le carré des champs électriques, il est possible d'augmenter drastiquement la génération de photocourant par NDTPA en concentrant les champs dans la ZCE. La concentration d'un champ électrique est possible par la structuration de la matière avec des dimensions caractéristiques infé-

<sup>1</sup>H FOLLIOT et al. « Two-photon-induced photoconductivity enhancement in semiconductor microcavities: a theoretical investigation ». *Journal of the Optical Society of America B* 19.10 (2002), p. 2396-2402.

<sup>2</sup>H. FOLLIOT et al. « Two-photon absorption photocurrent enhancement in bulk AlGaAs semiconductor microcavities ». *Applied Physics Letters* 80.8 (2002), p. 1328-1330.

<sup>3</sup>T. TANABE et al. « All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip ». *Applied Physics Letters* 96.10 (2010).

rieures à la longueur d'onde du champ. Dans le cadre de l'infrarouge, les structures seront de dimensions sub-micrométriques voire nanométriques, d'où le terme de nanostructures.

Nous définirons donc des nanostructures périodiques dont le rôle sera de concentrer les champs électriques à l'intérieur de la ZCE de la diode. En effet, nous pouvons alors écrire  $J_{\text{NDTPA}}$  le photocourant généré dans une période de la nanostructure comme l'intégrale du photocourant généré en tout point de la ZCE :

$$J_{\text{NDTPA}} = \int_{\text{ZCE}} j_{\text{NDTPA}} dV = \beta I_p^{(i)} I_s^{(i)} \int_{(x,y,z) \in \text{ZCE}} \frac{|E_p|^2(x,y,z) |E_s|^2(x,y,z)}{I_p^{(i)} I_s^{(i)}} dV \quad (3.2)$$

où  $I_s^{(i)}$  (resp.  $I_p^{(i)}$ ) est l'intensité du champ électrique signal (resp. pompe) incident. Ce qui permet d'écrire l'action de la nanostructure tel un facteur de gain sur la génération de photocourant :

$$G = \int_{(x,y,z) \in \text{ZCE}} \frac{|E_p|^2(x,y,z) |E_s|^2(x,y,z)}{I_p^{(i)} I_s^{(i)}} dV \quad (3.3)$$

Le premier intérêt de cette démarche est qu'elle ne nécessite pas de calculs non-linéaires. En effet, le gain  $G$  ne dépend que du produit des deux intensités et les champs électriques pompe et signal peuvent être calculés indépendamment par une méthode linéaire. Le second point d'intérêt est d'avoir une analyse rapide de chaque structure vis à vis du NDTPA. En effet, plus le gain est fort, plus la structure sera propice au NDTPA. Or, plusieurs conditions sont nécessaires pour obtenir un gain important : des intensités pompe et signal localement fortes et une co-localisation des deux champs dans la ZCE de la diode.

### 3.1.1 Méthodes de calcul pour le dimensionnement de nanostructures

Le dimensionnement des nanostructures peut être mené par différentes approches mathématiques. Les plus utilisées sont les calculs sur éléments-finis, les méthodes modales par analyse d'ordres de Fourier (*Rigorous coupled-wave analysis*, RCWA), ou par calcul des B-splines (*B-splines modal method*, BMM).

Quelle que soit la méthode employée, la première étape consiste à définir la structure couche par couche. Chacune de ces couches est définie par ses données géométriques - hauteur, périodicité, forme - et par les constantes diélectriques de chaque zone de cette couche. Notons que les structures ainsi définies sont toujours supposées infiniment périodiques. Un champ incident est alors défini par sa longueur d'onde, sa polarisation et son angle d'incidence. A partir de ces données, le calcul va déterminer l'évolution du champs en présence de la structure. La méthode de calcul sera cependant différente pour chaque approche.

La méthode sur éléments-finis va séparer la structure en un ensemble de petits volumes puis va utiliser les équations de Maxwell dans chacun de ces volumes en respectant les conditions aux limites. Cette méthode est très précise mais la rapidité de sa convergence dépend beaucoup de la finesse de chaque élément ce qui rend les calculs très longs.

Dans le logiciel RETICOLO (qui utilise la méthode RCWA)<sup>4</sup>, le calcul modal est effectué dans l'espace de Fourier. Dans chaque couche, une transformation de Fourier est effectuée sur l'indice puis le théorème de Floquet est appliqué pour le calcul des modes propres dans la couche. Finalement, les matrices  $S$  (*Scattering Matrix*) sont utilisées pour les accords de modes et le calcul de leurs amplitudes. L'un des points forts de cette méthode est l'implémentation des calculs pour les structures périodiques dans les deux directions orthogonales à l'onde incidente. Nous utiliserons cette méthode pour cette raison dans la dernière partie de ce manuscrit.

Finalement, la méthode modale sur une base de B-splines (BMM) a été implémentée dans notre équipe par P. Bouchon<sup>5</sup>. Le principe est similaire à RCWA mais le calcul des modes propres sur une base de B-splines, permettant d'obtenir des matrices creuses, limite le nombre de modes à prendre en compte dans

<sup>4</sup>P. LALANNE et al. « Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization ». *Journal of the Optical Society of America A* 13.4 (1996), p. 779-784; J.P. HUGONIN et al. *Reticolo software for grating analysis*, Institut d'Optique, Palaiseau, France (2005).

<sup>5</sup>P. BOUCHON et al. « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ». *Journal of the Optical Society of America A* 27.4 (avr. 2010), p. 696-702.

les propagations et diminue fortement le temps de calcul<sup>6</sup>. De plus, cette méthode modale permet de définir des maillages non uniformes pour affiner les calculs aux interfaces entre les différents matériaux. Finalement, la répartition des champs au sein de la structure, qui est nécessaire pour le calcul du gain, est facilement accessible par cette méthode. C'est pourquoi je l'ai privilégiée et ai implanté quelques fonctions pour le calcul de gain sur le NDTPA.

### 3.1.2 La résonance d'une nanostructure métallique

Je me contenterai dans cette partie d'évoquer l'étude des nanostructures propres à permettre la mesure de photocourant. En premier lieu, cela nous impose bien sûr d'utiliser une couche de semiconducteur. Nous la définirons comme une couche monolithique, car les dopages dans les zones P et N ne modifient pas significativement les constantes diélectriques du matériau sous illumination sub-gap. Ensuite, mon approche me limite aux nanostructures métalliques capables de récolter les charges photogénérées et à les transporter vers le circuit électrique de lecture. Ainsi, il est nécessaire de pouvoir connecter toutes les antennes du résonateur, c'est-à-dire que nous nous limiterons à des nanostructures périodiques selon une direction et infinies dans la direction orthogonale. Finalement, en raison de ces contraintes, la solution que nous avons choisie est de limiter la nano-structuration de la diode à l'électrode supérieure.

Définir une nanostructure peut être vu, particulièrement dans ce travail, comme la mise en place d'un piège optique : à la longueur d'onde de résonance, la lumière entre dans le résonateur et y fait un grand nombre d'allers et retours. Je chercherai alors à optimiser les grandeurs géométriques de la structure pour atteindre le couplage-critique du résonateur avec l'espace libre; c'est-à-dire qu'à la longueur d'onde de résonance, la lumière ne ressort plus du résonateur. Ainsi, la première figure de mérite d'un résonateur sera son spectre de réflectivité et en particulier la présence d'annulation de cette réflectivité marquant une ou plusieurs résonances au couplage critique.

Une annulation de la réflectivité de la structure en régime continu impose une dissipation de l'énergie dans la structure; c'est-à-dire une absorption des photons. Or, les semiconducteurs que j'utiliserai dans cette étude seront toujours illuminés par des photons d'énergie bien inférieure à leur énergie de gap ( $E_{ph} < 80\%E_g$ ) de sorte que l'absorption sera inexistante. Cela revient à écrire que les parties imaginaires des constantes diélectriques des semiconducteurs seront faibles. Ils seront donc toujours peu dissipatifs. Les chutes de réflectivité qui marquent la présence de résonances ne peuvent donc être dues qu'à la dissipation dans les métaux de la nanostructure. En effet, j'utiliserai des métaux tels que l'or dont la partie imaginaire de la constante diélectrique est faible mais non négligeable. La lumière effectue un grand nombre d'allers-retours dans le piège optique de telle sorte que malgré la faible dissipation par tour, la dissipation d'ensemble est totale. Une bonne façon d'appréhender les nanorésonateurs utilisés pour notre étude est donc de les voir comme des pièges optiques permettant d'avoir un temps de présence des photons très grands dans le semiconducteur.

Finalement, les nanostructures que nous dimensionnerons dans ce travail vont présenter des résonances - c'est-à-dire des chutes de réflectivité - aux deux longueurs d'ondes de signal et de pompe. Ces chutes de réflectivité seront donc des marqueurs de résonances mais n'auront cependant pas d'impact direct sur l'amplification du photocourant par NDTPA. En effet, c'est bien la répartition des deux champs qui importe au gain. Il faut donc trouver les résonateurs capables de concentrer les champs dans la ZCE de la diode - c'est-à-dire au centre de la couche de semiconducteur- et qui, de plus, permettront la colocalisation des champs pompe et signal.

## 3.2 Quelques nanorésonateurs usuels

Parmi les résonateurs qui répondent aux différents critères nécessaires à notre étude - métallique sur les deux bords du semiconducteur, 1D et concentrant le champs dans le semiconducteur - deux sont particu-

---

<sup>6</sup>P. BOUCHON et al. « Reduced scattering-matrix algorithm for high-density plasmonic structures ». *Optics Letters* 35.19 (2010), p. 3222-3224.

lièrement intéressants : le résonateur à "modes guidés résonants" (GMR)<sup>7</sup> et le résonateur "métal-isolant-métal" (MIM).

### 3.2.1 La résonance de modes guidés

Les résonances de modes guidés existent dans des architectures contenant un guide d'onde continu associé à un réseau de diffraction sub longueur d'onde. Il existe de nombreuses architectures permettant la mise en oeuvre des résonances GMR. La première, proposée par R. Magnusson en 1992<sup>8</sup>, est entièrement en diélectrique et travaille en transmission. Cette première démonstration est cependant extrêmement sensible à l'angle d'incidence de la lumière empêchant toute utilisation avec des faisceaux focalisés. Depuis, de nombreuses équipes ont proposé des améliorations à cette architecture en utilisant plusieurs diélectriques<sup>9</sup> ou, plus intéressant pour ce travail, un réseau métallique<sup>10</sup>. D'autres variations ont été proposées, utilisant entre autres plusieurs réseaux<sup>11</sup> pour que la résonance soit plus stable angulairement. Je me concentrerai ici sur l'architecture la plus simple et utile pour mon travail : un seul réseau métallique. De plus, nous utiliserons le système en réflexion en plaçant un miroir d'or en face arrière. La résonance à mode guidée

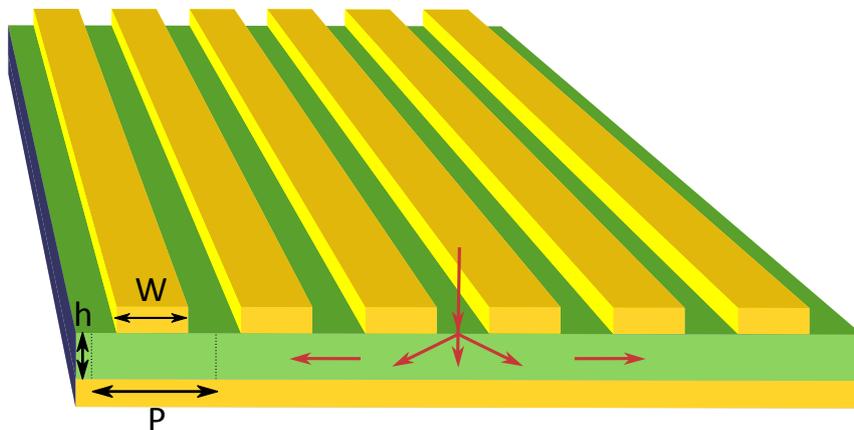


FIGURE 3.1 – Structure avec réseau métallique supportant un GMR et travaillant en réflexion. Le faisceau est diffracté (flèches pleines) dans les trois premiers ordres (0 et  $\pm 1$ ) à l'interface air-diélectrique. Ces ordres de diffractions se couplent ensuite avec le mode de propagation dans le guide diélectrique (flèches tire-têtes).

résulte du couplage entre les 3 premiers modes propagatifs - 0 et  $\pm 1$  - excités par les ordres diffractés du réseau nanostructuré. En effet, le réseau est défini pour être sub-longueur d'onde de sorte à ce qu'il n'y ait pas de diffraction du réseau à l'interface entre le réseau et l'espace d'incidence. Au contraire, en raison de l'indice du guide, il y a diffraction à l'interface métal/guide d'onde.

En raison de la nature diffractive du réseau de couplage, le GMR est très sensible à l'angle d'incidence de la lumière. De plus, pour une incidence non nulle, le GMR génère deux résonances (la résonance symétrique et la résonance antisymétrique) à des longueurs d'ondes différentes. Ainsi, il peut être problématique d'utiliser ce résonateur dans des configurations où les faisceaux sont focalisés.

Finalement, le point d'intérêt principal des GMR est la répartition du champ résonant<sup>12</sup>. En effet, le maximum du champ est au centre du guide donc dans la ZCE de notre diode.

<sup>7</sup>R. MAGNUSSON et al. « New principle for optical filters ». *Applied Physics Letters* 61.9 (1992), p. 1022-1024; E. SAKAT et al. « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ». *Optics Letters* 36.16 (août 2011), p. 3054-3056.

<sup>8</sup>MAGNUSSON et al., « New principle for optical filters ».

<sup>9</sup>A. SHARON et al. « Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation ». *Journal of the Optical Society of America A* 14.11 (nov. 1997), p. 2985-2993.

<sup>10</sup>SAKAT et al., « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ».

<sup>11</sup>E. SAKAT et al. « Metal-dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ». *Optics Letters* 38.4 (fév. 2013), p. 425-427.

<sup>12</sup>C. WEI et al. « Electric field enhancement in guided-mode resonance filters ». *Optics Letters* 31.9 (2006), p. 1223-1225.

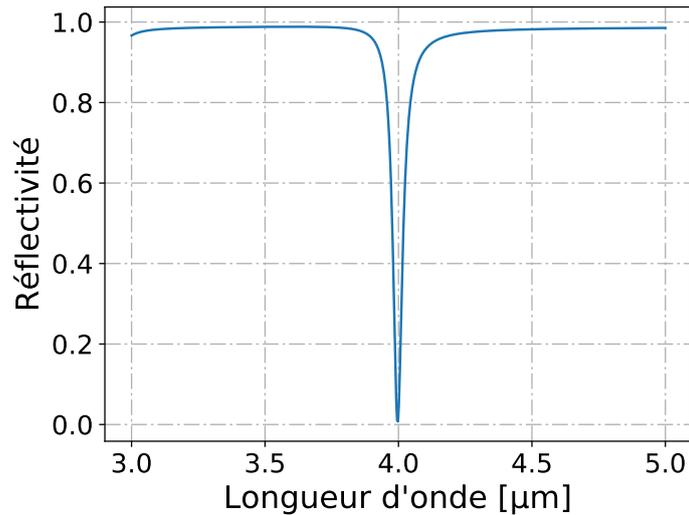


FIGURE 3.2 – Spectre de réflectivité typique du résonateur GMR au couplage critique issu de la modélisation d'un guide en  $\text{SiO}_2$  défini par  $P = 2900 \mu\text{m}$ ,  $h = 1300 \mu\text{m}$  et  $W = 2.1 \mu\text{m}$ . La résonance, qui atteint un zéro de réflectivité, a un facteur de qualité de 92.

### 3.2.2 La résonance métal-isolant-métal

La résonance métal-isolant-métal peut être mise en place dans différentes architectures. En effet, cette résonance peut se réduire à l'étude d'un système présentant deux interfaces métalliques ayant au moins une dimension finie et séparées par un milieu non métallique. Ainsi, le résonateur MIM peut prendre la forme de sillons<sup>13</sup> traversant ou non dans un bloc métallique ce qui sera traité en détail dans la dernière partie de ce manuscrit (voir section 6.1). Afin de simplifier la discussion, je me concentrerai ici sur la seconde architecture de MIM; l'architecture avec guide continu et des rubans infinis suivant une direction  $y$ .

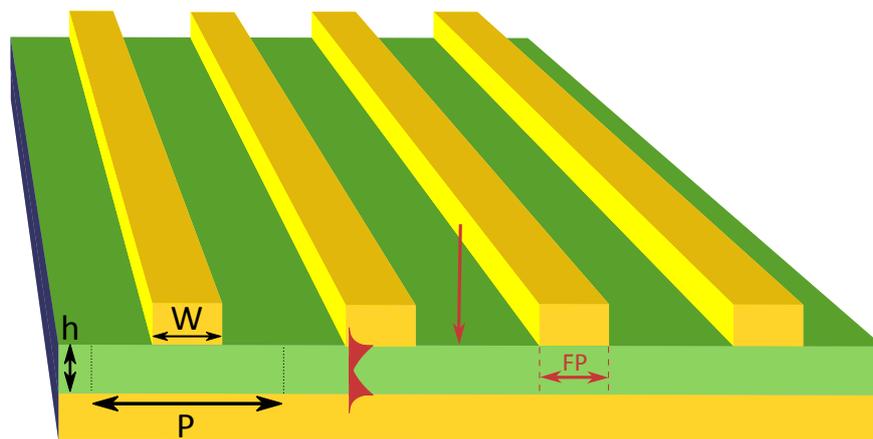


FIGURE 3.3 – Schéma type d'une architecture en ruban sur guide continu supportant une résonance MIM. Les plasmons de surfaces, générés sur chaque interface or-diélectrique des cavités, se couplent et induisent une modification locale de l'indice sous les rubans métalliques. Les dioptries ainsi créés de parts et d'autres des rubans forment les miroirs des cavités Fabry-Pérot.

Cette architecture, représentée sur la figure 3.3, est supposée infinie dans la direction  $y$  et est composée de trois couches suivant la direction d'incidence de la lumière  $z$  :

- un miroir métallique continu en face arrière. L'épaisseur de cette couche est supposée infinie dans

<sup>13</sup>Y. TAKAKURA. « Optical Resonance in a Narrow Slit in a Thick Metallic Screen ». *Physical Review Letters* 86 (24 2001), p. 5601-5603.

les calculs et est en pratique suffisamment épaisse devant l'épaisseur de peau du métal d'environ 13 nm,

- une couche continue d'isolant d'épaisseur  $h$  et de constante diélectrique  $\epsilon$ ,
- un miroir métallique périodiquement nanostructuré sous forme de rubans métalliques de largeur  $W$  et d'épaisseur  $t$  séparés par de l'air.

Notons que cette résonance est locale et que la périodisation de la structure est effectuée afin de pouvoir définir des grandeurs telle que la réflectivité de la structure et afin de pouvoir les étudier expérimentalement.

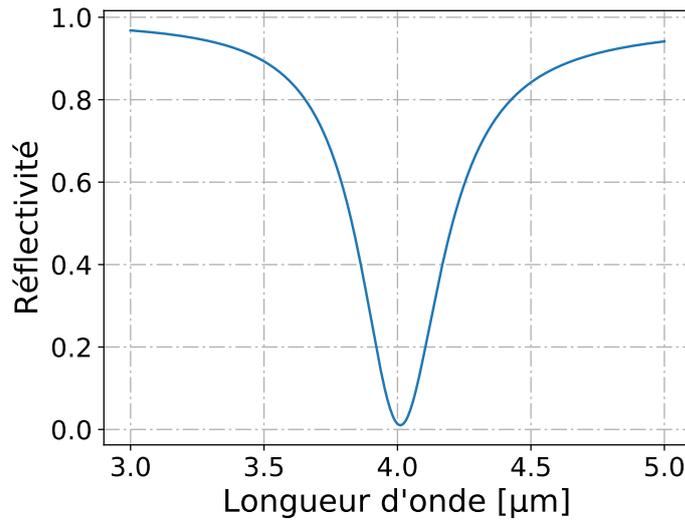


FIGURE 3.4 – Spectre de réflectivité typique du résonateur MIM au couplage critique issu de la modélisation d'un MIM en  $\text{SiO}_2$  défini par  $P = 1500$  nm,  $h = 30$  nm et  $W = 780$  nm. La résonance, qui atteint un zéro de réflectivité, a un facteur de qualité de 10.

Ce résonateur est un résonateur nano Fabry-Perot (nFP) plasmonique, c'est-à-dire que son fonctionnement est celui d'un Fabry-Perot horizontal dont les miroirs semi-réfléchissants sont induits par des plasmons de surfaces présents sur les interfaces métalliques. En effet, à la résonance et pour une onde incidente polarisée en TM, un plasmon de surface est généré sur chaque interface métallique. Si l'épaisseur  $h$  de la couche de semiconducteur est suffisamment faible, les deux plasmons vont alors se coupler modifiant ainsi l'indice de réfraction dans l'isolant sous les rubans métalliques. Cette modification locale des indices induit alors une rupture d'indice de chaque côté du ruban qui, par définition, est un dioptre semi-réfléchissant. Ainsi, pour un isolant donné, la position spectrale de la résonance est donnée par la largeur des rubans. Son couplage critique est par contre lié à la réflectivité des miroirs induits, donc à l'épaisseur de l'isolant.

Comme l'ont démontré J. Le Percec et ses collaborateurs, la résonance MIM présente plusieurs points d'intérêt pour notre étude<sup>14</sup>. Cette résonance n'est pas sensible à l'angle d'incidence de la lumière. Ainsi, il est possible de l'utiliser sous faisceau focalisé. De plus, les facteurs de qualité typiques des MIM sont faibles, de l'ordre de 10, de sorte qu'ils permettent potentiellement d'absorber une grande gamme spectrale dans les diodes. Les MIM ont, par exemple, été récemment mis à profit dans des applications de détections linéaires<sup>15</sup>. Cependant, ces résonances présentent deux inconvénients majeurs. La résonance est d'autant plus efficace que l'épaisseur de l'isolant est faible ce qui n'est pas propice à l'utilisation de jonctions épaisses telles que la jonction PIN. Finalement, le problème majeur est qu'une grande part du champ est concentrée

<sup>14</sup>J. LE PERCEC et al. « Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region ». *Applied Physics Letters* 94 (2009), p. 181104; J. LE PERCEC et al. « Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter ». *Applied Physics Letters* 100.11, 113305 (2012).

<sup>15</sup>D PALAFERRI et al. « Room-temperature nine-microm-wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers ». *Nature* 556 (2018), p. 85-88.

sur l'interface entre le ruban d'or et l'isolant. Ceci n'est pas optimal pour la génération de charges dans une jonction PIN car le maximum de champs n'est pas dans la ZCE.

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que la nanostructuration d'une électrode de la photodiode peut permettre d'amplifier le NDTPA. En effet, la concentration des champs au sein de la ZCE permet de définir un gain sur le NDTPA. De plus, ce calcul ne nécessite que l'utilisation de calculs linéaires par des méthodes connues et maîtrisées telles que BMM ou RCWA permettant des optimisations rapides des nanostructures. Nous nous sommes ensuite concentrés sur les nanostructures métalliques, capables de collecter les charges et de les transporter vers le circuit électrique de lecture. Nous nous sommes intéressés à deux résonateurs classiques aux propriétés intéressantes pour l'amplification du NDTPA : les résonateurs métal-isolant-métal (MIM) et les résonateurs à modes guidés (GMR).



## **Deuxième partie**

# **Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge à température ambiante par NDTPA**

Nous avons étudié dans la partie précédente les enjeux et problématiques de la détection infrarouge par absorption à deux photons. Nous avons entre autre vu que le coefficient d'absorption à deux photons est d'autant plus grand que la différence d'énergie entre les photons pompe et signal est important, ce qui nous a amené à orienter notre étude vers l'utilisation du NDTPA. Cependant, nous avons aussi étudié la compétition entre l'absorption à deux photons et le PASRH et en avons tiré deux conclusions importantes : le photon pompe ne peut pas être d'énergie trop proche du gap pour limiter le PASRH, et le NDTPA doit être amplifié pour permettre la détection du signal. Finalement, nous avons compris comment la nanostructuration de l'électrode supérieure de la photodiode peut permettre une amplification du NDTPA.

L'objectif de cette seconde partie est donc de mettre en application ces concepts. Nous étudierons deux générations de diodes nanostructurées pour la détection infrarouge en bande II depuis leur conception jusqu'à leur caractérisation en passant par leur fabrication en salle blanche.



# Chapitre 4 Diode mono-résonante pour la détection infrarouge à température ambiante par NDTPA

## Sommaire

<b>4.1 Conception numérique et fabrication d'une nanostructure mono-résonante</b> . . . . .	<b>39</b>
4.1.1 Choix et optimisation d'une structure mono-résonante . . . . .	39
4.1.2 Grandes étapes de la fabrication . . . . .	43
<b>4.2 Mise en place d'un banc de caractérisation dédié</b> . . . . .	<b>47</b>
4.2.1 Design et caractéristiques du banc optique . . . . .	48
4.2.2 Caractérisation du banc optique . . . . .	49
4.2.3 Fonctionnement du banc de caractérisation . . . . .	51
<b>4.3 Caractérisation des diodes nanostructurées</b> . . . . .	<b>52</b>
4.3.1 Caractérisation électrique des diodes . . . . .	53
4.3.2 Caractérisation optique des nanostructures . . . . .	54
4.3.3 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par la pompe . . . . .	55
4.3.4 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par NDTPA . . . . .	56

Dans ce chapitre, nous allons étudier une première génération de diodes nanostructurées pour l'absorption à deux photons. J'expliquerai les choix de conceptions pris lors du design et de l'optimisation de la structure résonante. Je présenterai ensuite le banc de caractérisation que j'ai mis en place avant de discuter de son influence sur les résultats attendus. Finalement, je présenterai une caractérisation exhaustive des diodes nanostructurées de 1ère génération.<sup>1</sup>

## 4.1 Conception numérique et fabrication d'une nanostructure mono-résonante

Suite aux précédents travaux dans l'équipe sur des détecteurs résonants et à des discussions avec des chercheurs du C2N de Marcoussis, nous avons décidé d'utiliser l'InP comme semiconducteur. En effet, ce matériau est mieux maîtrisé dans la salle blanche du C2N que le GaAs; ce qui nous laisse espérer une densité de défauts plus faible dans le gap de la jonction. De plus, je rappelle (voir 2.1.2) qu'en raison de son énergie de gap légèrement plus faible, l'InP présente aussi un coefficient d'absorption à deux photons plus élevé.<sup>2</sup>

L'autre parti pris dès le départ de la conception est d'utiliser un faisceau signal à 3.39  $\mu\text{m}$ . En effet, nous avons au sein du laboratoire deux sources lasers capables d'émettre à cette longueur d'onde : un oscillateur paramétrique optique (OPO) infrarouge qui permettra des caractérisations spectrales et un laser continu pour faire des tests à plus faible puissance optique.

### 4.1.1 Choix et optimisation d'une structure mono-résonante

Le design de la structure mono-résonante par BMM<sup>3</sup> a été en grande partie le travail de Benjamin Vest (thèse soutenue en octobre 2015) et ma contribution, lors d'un stage de fin d'étude, n'apparaît qu'à partir

<sup>1</sup>B. FIX et al. « Nanostructured diode for infrared photodetection through nondegenerate two-photon absorption ». *Applied Physics Letters* 111 (juil. 2017), p. 041102.

<sup>2</sup>VAN STRYLAND et al., « Energy band-gap dependence of two-photon absorption ».

<sup>3</sup>BOUCHON et al., « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ».

de son optimisation. Cependant, la philosophie qui nous a menés à cette structure ainsi que les principales caractéristiques de la résonance sont primordiales pour comprendre la suite de mon travail. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre (voir 3.1.1), l'intérêt de la nanostructuration pour le NDTPA vient de la concentration du champ électrique au sein de la couche non intentionnellement dopée. Nous avons vu que nous pouvons quantifier ce point clef à l'aide d'une figure de mérite, le gain d'absorption à deux photons :

$$G = \frac{\langle I_p I_s \rangle}{I_p^{(i)} I_s^{(i)}} \quad (4.1)$$

où  $I_p = |E_p|^2$ ,  $I_s = |E_s|^2$  sont les intensités locales des champs pompe et signal,  $\langle \cdot \rangle$  représente l'intégration sur la zone non-intentionnellement dopée, et  $I_p^{(i)}$ ,  $I_s^{(i)}$  sont les intensités pompe et signal incidentes.

En partant du principe selon lequel nous avons toujours un faible flux signal à détecter alors que la pompe est sous notre contrôle, nous avons décidé de prioriser la concentration du champ signal sur celui de la pompe. En effet, il sera toujours possible d'augmenter l'intensité du faisceau pompe incident pour avoir un nombre donné de photons pompes disponibles dans la couche non-intentionnellement dopée. Ainsi, nous avons choisi d'utiliser une résonance GMR pour optimiser l'intensité du champ électrique signal dans la couche non-intentionnellement dopée de la diode<sup>4</sup>.

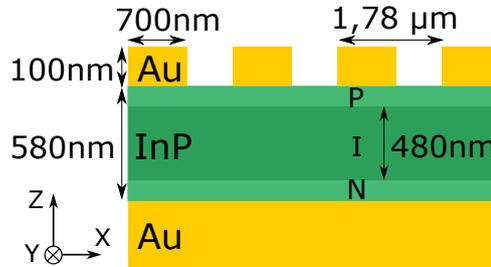


FIGURE 4.1 – Coupe transverse de la structure GMR optimisée. La structure est considérée infiniment périodique en x et infinie en y.

La définition d'une structure GMR pour notre longueur d'onde de travail de  $3.39\mu\text{m}$ , calculée à l'aide de BMM (voir 3.1.1), se fait en plusieurs étapes. En premier lieu, il faut définir l'épaisseur du guide d'onde afin que la longueur d'onde du signal puisse exciter le 1er mode guidé. En effet, en TE, le phénomène de coupure impose un guide d'épaisseur supérieure à  $h_{\text{coupure}} = \frac{\lambda}{2n} - 2\delta$  où  $\delta$  est l'épaisseur de peau du métal utilisé et  $n$  l'indice de réfraction du guide. Dans notre cas,  $\delta \approx 20\text{nm}$  et  $n(3.39\mu\text{m}) \approx 3.1$ , d'où  $h \gtrsim 507\text{nm}$ . Dans un second temps, il faut définir la période du réseau afin de ne pas avoir de diffraction à l'interface air/or et d'avoir uniquement les ordres diffractés  $0, \pm 1$  à l'interface InP/Or<sup>5</sup>. D'après la loi des réseaux, sous une incidence  $\theta$ , cela nous impose :

$$1 < \left| \sin\theta \pm \frac{\lambda}{P} \right| < n < \left| \sin\theta \pm \frac{\lambda}{P} \right|$$

Ainsi sous incidence normale, nous devons choisir  $P < \lambda < nP < 2\lambda$ , soit  $P \lesssim 2.18\mu\text{m}$ . Finalement, la variation des fentes d'air permet de modifier finement la répartition du champ dans la couche de semiconducteur. A partir de ce pré-dimensionnement, nous effectuons une première optimisation afin de maximiser le champ électrique dans la couche non-intentionnellement dopée et obtenons les résultats présentés dans le tableau 4.1 et la figure 4.1.

Le nano-résonateur fonctionne comme un piège optique. La lumière va effectuer un grand nombre de passages et sera peu à peu dissipée dans l'or car l'absorption de l'InP est faible en bande II. Ainsi, même

<sup>4</sup>MAGNUSSON et al., « New principle for optical filters »; SAKAT et al., « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ».

<sup>5</sup>T. SKAULI et al. « Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics ». *Journal of Applied Physics* 94.10 (2003), p. 6447-6455.

## 4.1 Conception numérique et fabrication d'une nanostructure mono-résonante

TABLEAU 4.1 – Dimensions géométriques choisies pour optimiser la résonance à 3.39  $\mu\text{m}$

Grandeur	période (D)	largeur barreaux (W)	épaisseur InP ( $h_{\text{InP}}$ )	épaisseur réseau
Dimensions [nm]	1780	700	580	100

sans introduire de photons pompes, la réflectivité de la diode sera marquée spectralement par une résonance (voir figure 4.2). Nous pourrions donc caractériser expérimentalement l'efficacité du résonateur.

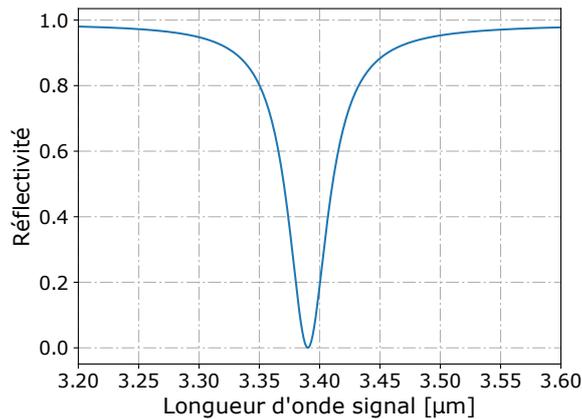


FIGURE 4.2 – Réflectivité spectrale de la structure GMR optimisée sous illumination polarisée en TE. A la résonance, la lumière est piégée dans le résonateur où elle est progressivement dissipée par les pertes dans le métal. La chute de réflectivité est donc indépendante de la présence de pompe dans la structure.

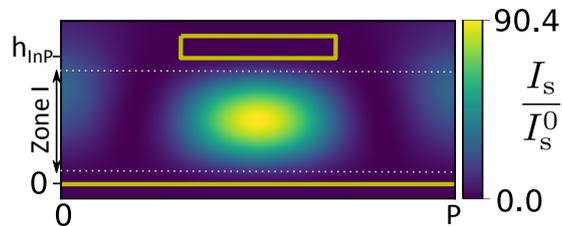


FIGURE 4.3 – Carte de l'intensité du champ électrique signal  $|E_Y|^2$  à 3.39  $\mu\text{m}$  en polarisation TE. La structure optimisée permet de concentrer le champs au centre de la jonction, c'est-à-dire dans la couche intrinsèque de la diode PIN

Afin de finir le design de la structure, il est nécessaire de vérifier la possibilité d'introduire des photons pompes dans le semiconducteur. Nous avons plusieurs paramètres sur lesquels travailler pour arriver à cet objectif : la longueur d'onde de la pompe, sa polarisation, son angle d'incidence sur la structure et finalement, en dernier recours, les dimensions géométriques de la structure.

Le choix de la longueur d'onde de la pompe doit en premier lieu permettre le NDTPA avec une source à 3,39  $\mu\text{m}$ . Comme cela a été démontré dans le 1er chapitre (voir 2.1.2), la théorie du NDTPA nous laisse choisir assez librement la longueur d'onde de la pompe<sup>6</sup>. En effet, l'évolution du coefficient d'absorption à deux photons est d'un facteur 2 pour une pompe de longueur d'onde entre 0.95 $\mu\text{m}$  et 1.1 $\mu\text{m}$  alors que nous espérons des gains par la nanostructure de plusieurs dizaines au vu des expériences sur le DTPA<sup>7</sup> (voir figure 4.4). Le NDTPA n'est donc pas limitant pour le choix de la pompe. Cependant, sachant que le PASRH est générateur d'un photocourant important (voir chapitre 2.3.2), nous décidons donc d'éviter

<sup>6</sup>VAN STRYLAND et al., « Energy band-gap dependence of two-photon absorption ».

<sup>7</sup>PORTIER et al., « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ».

délibérément une pompe d'énergie trop proche de l'énergie de gap en espérant ainsi limiter ce courant parasite.

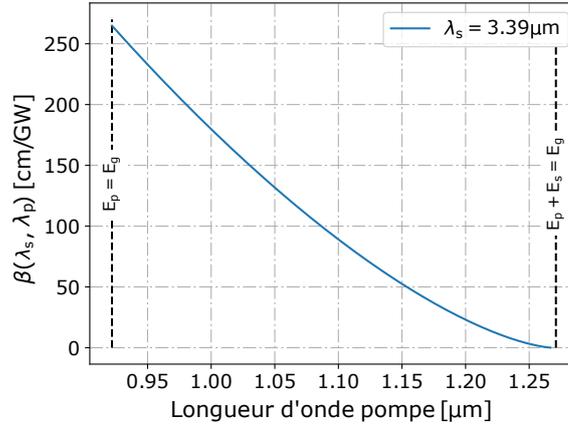


FIGURE 4.4 – Évolution théorique du coefficient d'absorption à deux photons de l'InP en fonction de la longueur d'onde de la pompe pour un signal à 3.39 μm

Cependant, nous pouvons immédiatement remarquer par une rapide comparaison entre les longueurs d'onde de pompes et la période du réseau pré-dimensionné que nous ne sommes pas, pour notre faisceau pompe, dans le cas d'un réseau sub-longueur d'onde mais d'un réseau diffractant classique. De plus, au vu de l'épaisseur du semiconducteur, nous savons qu'il est possible d'exciter des modes propagatifs d'ordres supérieurs aux longueurs d'onde autour de 1 μm : on peut en effet rappeler que le m-ième mode guidé dans un guide d'onde plan d'indice n et d'épaisseur h est excité à  $\lambda^m = 2nh/m$ . Or, au vu de la dispersion de l'InP dans notre zone d'intérêt de l'infrarouge, nous pouvons supposer n constant et simplifier l'écriture  $\lambda^m = \lambda^1/m$ . Nous possédons une diode laser à 1060 nm ce qui est proche du 3<sup>e</sup> mode guidé à incidence nulle. Nous décidons alors d'utiliser cette source et d'optimiser son angle d'incidence pour introduire des photons dans la couche. Avec  $\lambda_p = 1,06 \mu\text{m}$ , nous avons alors  $\beta_{\text{InP}}(3,39, 1,06) = 122 \text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$ .

TABLEAU 4.2 – Excitation du m-ième mode guidé d'un guide plan non structuré

m	1	2	3	4
$\lambda^m$ [μm]	3390	1695	1130	678

Forts de cette idée, nous avons calculé l'intensité du champ électrique de la pompe à 1.06 μm dans la couche non-intentionnellement dopée en fonction de l'angle d'incidence. Les résultats sont présentés en figure 4.5. On peut y voir que sous un angle d'incidence de 11.6 degrés, nous avons un maximum de photons présents dans le semiconducteur.

Nous avons optimisé notre structure afin de maximiser le nombre de photons signal et pompe dans la couche non-intentionnellement dopée. Afin de conclure sur l'intérêt de la structure pour le NDTPA, nous devons calculer G qui dépend de la colocalisation des deux champs (voir 4.1). Nous pouvons voir sur la figure 4.6 la répartition des intensités des champs pompe et signal. Nous constatons directement que nos deux intensités ne sont malheureusement pas parfaitement colocalisés. En effet, le maximum d'intensité signal est placé sous les rubans d'or alors que le maximum d'intensité pompe à l'inverse se situe sous les fentes d'air. Cela étant dit, la dernière carte d'intensité présente la répartition du produit des deux champs et prouve que le recouvrement reste intéressant. De plus, à partir de ces cartes d'intensité, nous pouvons calculer le gain théorique G sur l'absorption à deux photons en intégrant le terme croisé sur la couche non-intentionnellement dopée. Les variations de ce gain en fonction de la longueur d'onde du signal ou de l'angle d'incidence de la pompe sont présentées en figure 4.7. Nous espérons donc générer jusqu'à 140 fois plus de photocourant NDTPA grâce à la nanostructuration de l'électrode.

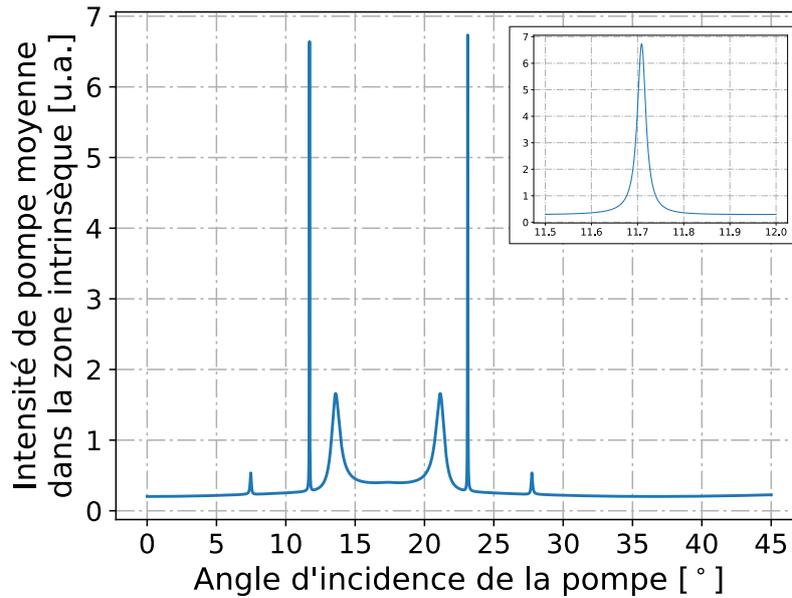


FIGURE 4.5 – Intensité de pompe normalisée moyenne dans la couche non-intentionnellement dopée en fonction de l'angle d'incidence. En insert, zoom sur le pic à  $11.71^\circ$ , large de  $0.07^\circ$  pour une intensité de 1.

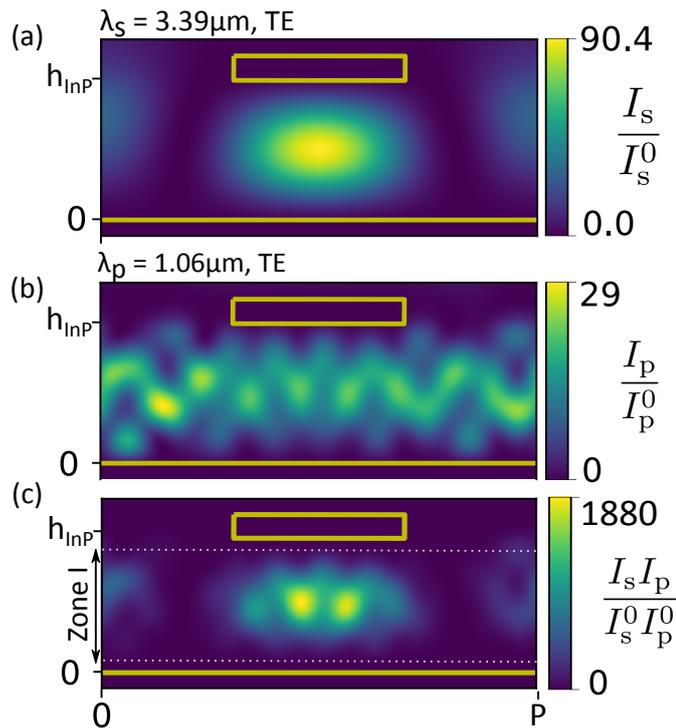


FIGURE 4.6 – Carte des intensités (a) signal à  $3.39\mu\text{m}$  en polarisation T et (b) pompe à  $1.06\mu\text{m}$  dans la structure mono-résonante optimisée. (c) Carte du produit des intensités pompe et signal montrant leur colocalisation. Le gain d'absorption à deux photons est obtenu par l'intégration de ce produit sur la zone I de la jonction PIN.

#### 4.1.2 Grandes étapes de la fabrication

J'ai fabriquées ces diodes nanostructurées dans la salle blanche du C2N avec l'aide de M. Verdun. La fabrication a lieu en deux étapes majeures : la première permet d'obtenir les jonctions nanostructurées puis la seconde consiste à isoler les diodes et à fonctionnaliser les nanostructures en électrodes. Nous avons

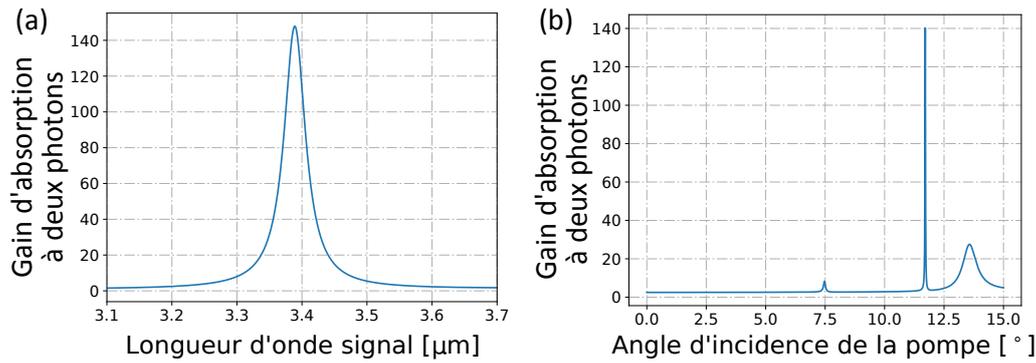


FIGURE 4.7 – Évolution du gain d'absorption à deux photons de la structure mono-résonante optimisée en fonction de (a) la longueur d'onde du faisceau signal et (b) l'angle d'incidence de la pompe. Le gain maximal de 140 est logiquement obtenu pour un signal à 3.39  $\mu\text{m}$  et un faisceau pompe à 11.7°K.

décidé d'utiliser des techniques considérées comme standard en salle blanche de sorte à éviter des développements technologiques chronophages. Nous avons aussi utilisé un masque optique déjà disponible pour la fabrication de 104 diodes isolées de dimension 20 $\mu\text{m}$  x 25 $\mu\text{m}$  issu des travaux de B. Portier<sup>8</sup>. Nous ferons donc nos optimisations dans l'objectif de l'utiliser. Dans la section qui suit, je vais donc expliquer les grandes étapes de la fabrication puis de la fonctionnalisation qui sont respectivement schématisées sur les figures 4.8 et 4.10.

**Fabrication de la jonction PIN par épitaxie** La première étape est l'obtention de la jonction PIN par épitaxie. La structure d'épaisseur totale de 580nm dont 480nm de couche non-intentionnellement dopée a été produite par I. Sagnes et G. Beaudoin du C2N par épitaxie MOCVD dans un VEECO turbodisc D180. Le tableau 4.3 recense les différentes couches ainsi que leurs paramètres. Une série de trois couches d'arrêt de 300nm d'épaisseur sépare la jonction PIN du substrat. En effet, il sera nécessaire de retirer le substrat pour isoler notre jonction et comme ces couches sont faites du même matériau, nous avons intercalé une couche d'arrêt en InGaAs qui sera insensible à la solution de gravure de l'InP. De plus, après discussion avec les technologues, nous avons décidé de rajouter une série de couches d'arrêt; ainsi si une couche d'arrêt est défectueuse, nous risquons moins de graver notre jonction. Finalement, le *wafer* est clivé au scalpel en plusieurs échantillons carrés de 10mm x 10mm.

TABLEAU 4.3 – Couches épitaxiées et leurs paramètres

Couche	Matériau	Dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	Épaisseur (nm)
Contact P	InP :Zn	P : $1.e^{18}$	50
Zone intrinsèque	InP	nid : $1.e^{16}$	480
Contact N	InP :Si	N : $1.e^{18}$	50
Couche d'arrêt 1	InGaAs	N : $1.e^{18}$	300
Couche d'arrêt 2	InP	N : $1.e^{18}$	300
Couche d'arrêt 3	InGaAs	N : $1.e^{18}$	300
Buffer	InP	N : $1.e^{18}$	-
Substrat	InP	type N	$500.1e^3$

**Métallisation en face arrière et collage anodique** L'étape suivante consiste à déposer le miroir d'or sur le contact P puis à déposer des couches métalliques de protection en titane et aluminium pour finalement réaliser un collage anodique sur une plaque de pyrex (Figure 4.8.a). On effectue un premier dépôt métallique sur la face supérieure de notre échantillon pour obtenir des couches successives de 200nm d'or, 20nm de titane puis 200nm d'aluminium. Un second dépôt de 200nm d'aluminium est effectué sur tout le tour de

<sup>8</sup>PORTIER et al., « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ».

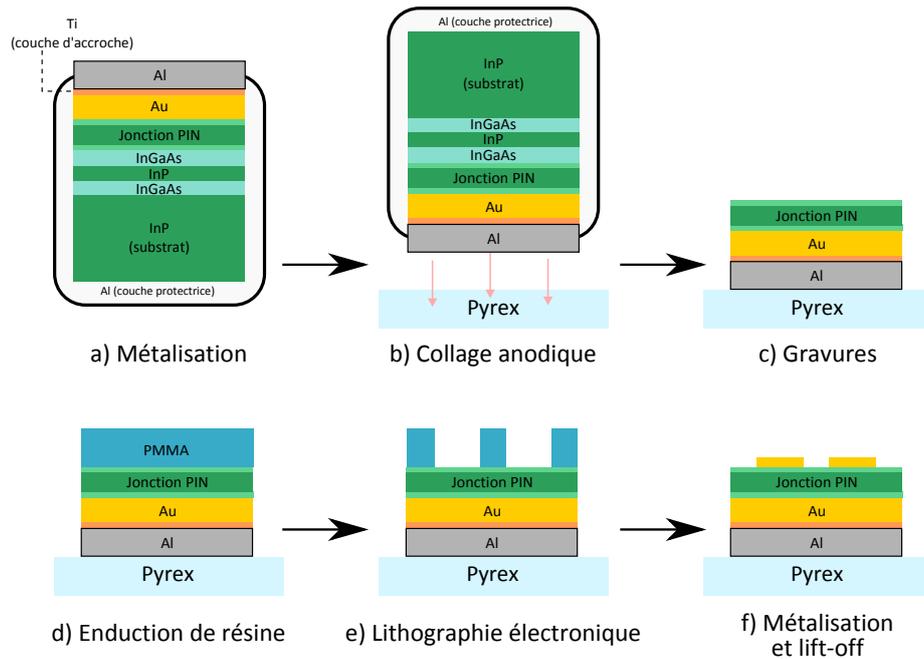


FIGURE 4.8 – Représentation schématique des grandes étapes de fabrication des jonctions nanostructurées

l'échantillon en le posant à 45 degrés sur une plaque tournante. Cette seconde métallisation permettra de protéger la jonction des courants électriques importants lors du collage anodique.

Une fois l'échantillon préparé, nous pouvons effectuer le report de la couche sur une plaque de pyrex par collage anodique (Figure 4.8.b). Celui-ci est effectué à 200°C en plaçant le pyrex sur l'échantillon (côté miroir arrière) et en appliquant une différence de potentiel de 1700V. Le processus de collage est généré d'une part par un effet électrostatique dû à la migration des ions  $\text{Na}^+$  du pyrex et d'autre part par la création de liaison  $\text{AlO}$  entre le pyrex et l'aluminium<sup>9</sup>.

Ce report est l'un des points clés de la fabrication et son efficacité est primordiale pour le bon déroulé des prochaines étapes. Ainsi, il faut veiller à l'absence totale de particules et effectuer plusieurs étapes de nettoyage du pyrex et de l'échantillon avant de procéder au collage.

**Gravure du substrat** L'étape suivante consiste à graver le substrat afin de venir découvrir le contact N (Figure 4.8.c). Nous avons procédé en deux étapes : un premier polissage mécanique puis la gravure chimique. En effet, l'épaisseur du substrat vis à vis de l'épaisseur de la jonction ou des couches d'arrêt rend la gravure chimique longue et hasardeuse. Un polissage mécanique par frottement dans une suspension de micro-billes de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre permet alors d'amincir le substrat jusqu'à obtenir une épaisseur de 70  $\mu\text{m}$ . Afin d'obtenir une planéité de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$ , ce polissage est mené en plusieurs étapes entrecoupées de mesures de l'épaisseur restante en plusieurs points de l'échantillon.

La gravure chimique est ensuite effectuée en quatre étapes afin d'enlever successivement le reste de substrat et les couches d'arrêt en InP et InGaAs. L'InP est gravé par une solution d'acide chlorhydrique à 37% à la vitesse de 25  $\mu\text{m}/\text{min}$ . L'InGaAs est gravé dans un mélange  $16\text{H}_2\text{O} + 3\text{H}_3\text{PO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$  à la vitesse de 400  $\text{nm}/\text{min}$ .

**Dépôt du réseau métallique** Une fois la couche de contact de la jonction mise à nue, nous pouvons effectuer le dépôt des nanostructures. Ce procédé, classique mais complexe, est composé de quatre étapes clés : la lithographie électronique pour créer le masque de résine, le développement de la résine positive qui permet de durcir le masque, le dépôt de l'or puis le *lift-off* de la résine dans un solvant.

<sup>9</sup>G. WALLIS et al. « Field Assisted Glass-Metal Sealing ». *Journal of Applied Physics* (1969).

Avant d'effectuer la lithographie, une fine bande de semiconducteur est gravée afin de révéler le miroir métallique en face arrière. En effet, celui-ci servira au retrait des charges lors de la lithographie. Suite à cela, on procède à l'induction d'une résine PMMA a5 (4000 tour/min pendant 30s) puis à un recuit de 30 min à 160° (Figure 4.8.d). L'insolation est effectuée dans le masqueur électronique (VISTEC EBPG 5000 plus) avec une dose de  $800 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$  de sorte à définir les nanostructures ainsi que des croix d'alignement qui serviront par la suite pour le positionnement de masques optiques (Figure 4.8.e). Nous décidons aussi de laisser 8 diodes sans nanostructures qui serviront à la fois de témoins et permettront dans le futur des mesures de PASRH.

Le développement de la résine se fait dans un mélange de MIBK et isopropanol (au ratio 1 pour 3) thermalisé à 20.7°C pendant 1 minute. La combinaison de la dose et du temps de développement est primordiale pour obtenir les dimensions géométriques de la structure au plus proche de celles souhaitées. Les valeurs données ici ont été optimisées par un "test de dose" qui consiste à répéter le motif sous plusieurs doses différentes, effectuer le développement puis mesurer les dimensions du masque obtenu au microscope électronique à balayage (MEB).

Une fois le masque de résine développé, le miroir d'or peut être déposé. Nous décidons de déposer 2nm de titane puis 50nm d'or. Cette fine couche de titane - qui ne modifie pas la réponse électromagnétique de la nanostructure - augmente l'accroche de notre miroir sur le semiconducteur, ce qui s'avère nécessaire pour réussir l'étape suivante, le lift-off (Figure 4.8.f). En effet, la dernière étape avant d'obtenir les jonctions nanostructurées est de retirer le masque de résine et l'or déposé par dessus. Afin de décoller la résine, j'ai laissé l'échantillon tremper dans un bain de trichloréthylène chauffé à 40°C pendant 60 minutes puis j'ai aidé la fin du décollage en produisant une agitation à l'aide d'une pipette. Il est à noter que l'échantillon ne doit surtout jamais se retrouver à l'air lors de ce procédé. En effet, le solvant s'évapore rapidement ce qui peut entraîner un re-dépôt accidentel et irréversible du métal.

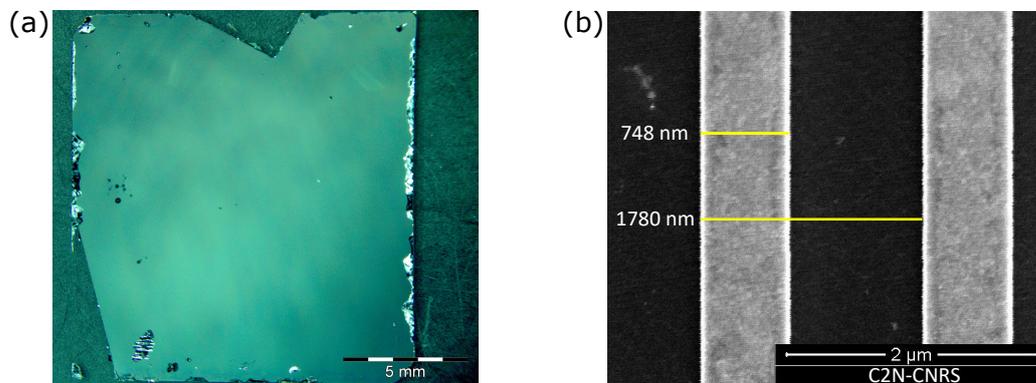


FIGURE 4.9 – Photographies de l'échantillon à différentes étapes de fabrication. (a) Photographie prise sous loupe binoculaire de l'échantillon après retrait du substrat et des couches d'arrêts. L'état de surface est bon et il n'y a pas de murs résiduels aux bords. (b) Photographie prise au MEB d'une période de la nanostructure. La largeur du ruban d'or est 48nm plus large que prévu.

**Fonctionnalisation des structures** Les dernières étapes de fabrication ont pour objet d'isoler les dispositifs les uns des autres et de mettre en place les contacts supérieurs sous la forme de pads métalliques. Ces étapes n'ont pas besoin d'une résolution plus fine que  $1 \mu\text{m}$ , nous pouvons donc utiliser les techniques de lithographie UV qui sont plus rapides et moins coûteuses que les lithographies électroniques.

Pour isoler les diodes, nous définissons des mésas de  $30 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$  autour des nanostructures par lithographie UV de contact (Figure 4.10.b). Nous utilisons une résine optique inversible AZ5214E sous sa forme positive. Après l'insolation UV, nous développons la résine dans un bain d'AZ826MIF puis nous gravons la couche de semiconducteur par une gravure "instantanée" dans un bain de HCl à 37%.

La mise en place des contacts supérieurs, qui serviront pour les mesures électriques sous pointes, est faite en deux dépôts : celui d'un isolant puis celui de l'or par dessus. Ces deux étapes nécessitent un lift-

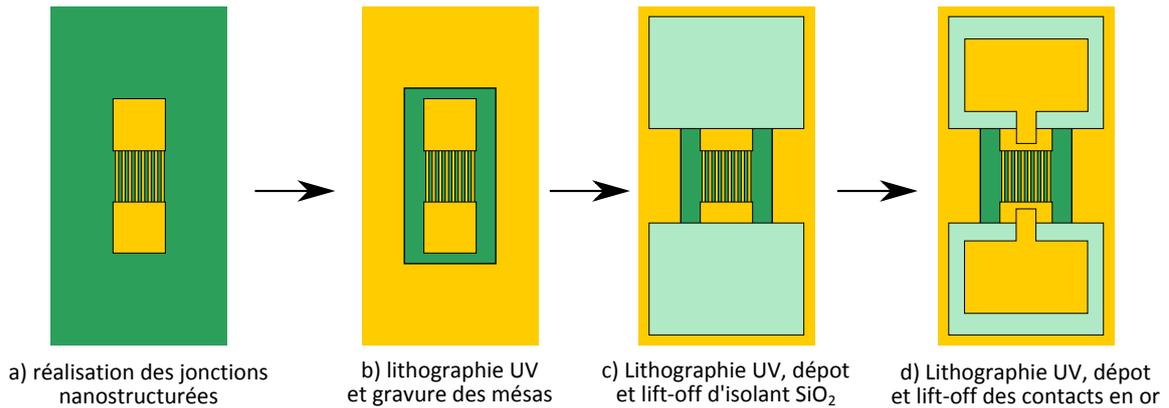


FIGURE 4.10 – Représentation schématique des grandes étapes de fonctionnalisation des jonctions

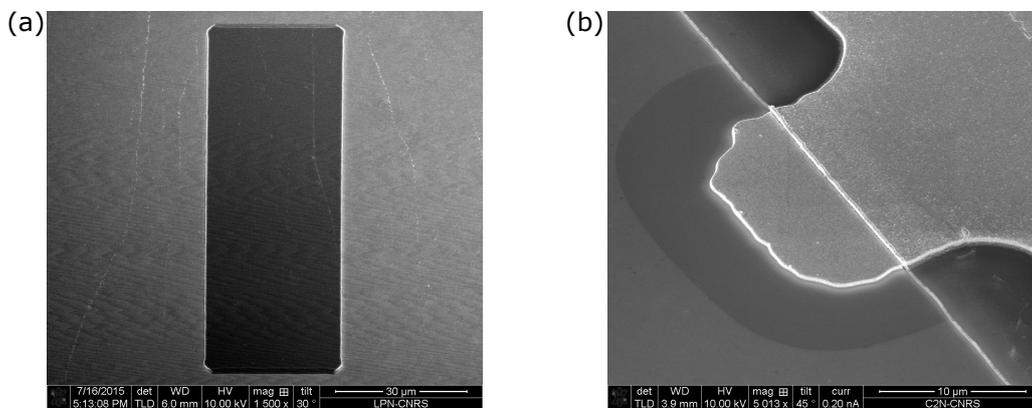


FIGURE 4.11 – Photographies MEB illustrant deux étapes clés de la fonctionnalisation des diodes. (a) Photographie prise au MEB du méssa d'une diode sans nanostructure après gravure. (b) Photographie prise au MEB du mur d'isolant franchi par le contact en or.

off chacune et nous ferons donc les lithographies UV avec la résine négative nLOF2070 afin d'obtenir des flans de résine inversés. Après insolation, nous développons la résine dans du MF26A pendant 80 secondes. Ayant rencontré quelques soucis d'adhérence du  $\text{SiO}_2$  sur nos structures, nous passons nos échantillons sous un faible plasma d' $\text{O}_2$  (30cc/s pendant 1 minute) afin de nettoyer la surface avant de déposer 400nm de  $\text{SiO}_2$  par *sputtering* et d'effectuer le lift-off dans un bain d'acétone pendant 30 minutes (Figure 4.10.c).

Le dépôt du contact est en tout point similaire, et consiste en un dépôt de 5 nm de titane (comme couche d'accroche) et 400 nm d'or (Figure 4.10.d). Le dépôt d'or est épais pour deux raisons cruciales. La première est le besoin de franchir le mur d'isolant sans brisure et la seconde est de rester entier après plusieurs cycles de pose/relève de la pointe métallique lors des futures caractérisations.

**Résultat final de la fabrication** Après ces étapes de fabrication, nous avons à disposition une série de 96 diodes nanostructurées et 8 diodes nues.

## 4.2 Mise en place d'un banc de caractérisation dédié

Aux vus des dimensions de nos diodes -  $20 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ , la première grande étape de mon travail a été de monter un banc de caractérisation spécifique. Nous voulons être capables d'étudier les diodes électriquement et optiquement simultanément. Nous aurons besoin d'un banc optique bi-spectral ainsi que d'une voie de visualisation permettant de poser les pointes métalliques servant aux contacts électriques.

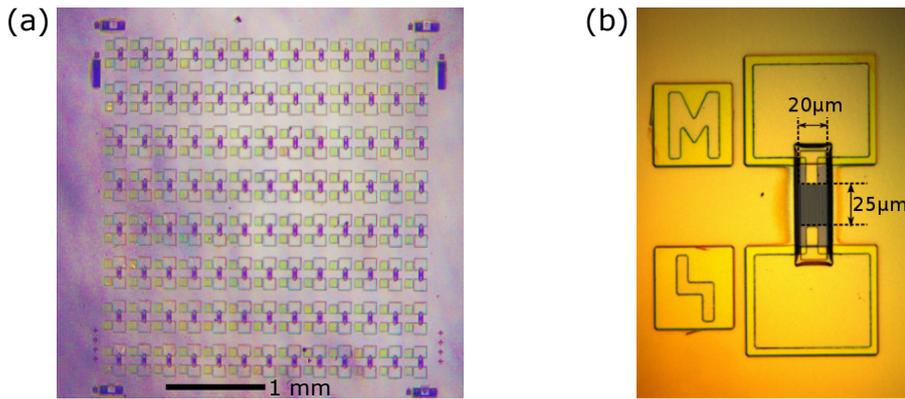


FIGURE 4.12 – Photographies des diodes à la fin du processus de fabrication. (a) Photographie prise à la binoculaire de l'ensemble des 104 diodes individuelles. (b) Photographie prise au microscope optique d'une des diodes nanostructurées.

#### 4.2.1 Design et caractéristiques du banc optique

Le signal est émis par un oscillateur paramétrique optique M-Squared Firefly-IR (OPO), délivrant des impulsions d'une durée de 10ns avec une fréquence de répétition de 150 kHz. Le faisceau est alors couplé à une fibre optique mono-mode en  $ZrF_4$  ce qui présente les avantages de pouvoir facilement amener la lumière à proximité de notre échantillon et de s'assurer du mode de notre faisceau. Finalement, le faisceau est collimaté au travers d'un collimateur en réflexion Thorlabs RC08APC-P01 avec un diamètre de sortie de 8 mm. La pompe est émise par une diode laser fibrée Thorlabs LPS-1060-FC en régime continu puis est collimatée avant de passer par un diaphragme de diamètre  $\Phi_p \geq 0.5\text{mm}$ . Afin d'avoir un contrôle total sur la polarisation linéaire des deux faisceaux, ils sont tous deux polarisés linéairement par la combinaison d'un polariseur et d'une lame demi-onde adaptés.

Le montage optique doit être bi-spectral, c'est-à-dire être capable d'acheminer la lumière pompe et signal qui sont à des longueurs d'onde très différentes jusqu'à l'échantillon. L'architecture la plus simple est alors composée de deux bras qui se rejoignent par le biais d'une lame dichroïque de préférence fine pour simplifier l'alignement. Nous choisissons d'utiliser une lame en germanium avec un traitement de surface anti-reflet qui est réfléchissante à  $1.06\mu\text{m}$  et transparente à  $3.39\mu\text{m}$ .

Afin de connaître au mieux l'illumination de nos diodes, nous devons focaliser nos faisceaux pompe et signal. Dans l'infrarouge, deux montages permettent cela. Travailler avec un objectif de microscope catadioptrique de type Cassegrain permet de s'affranchir des problèmes de chromatisme et présente une bonne transmission totale. Cependant, ces objectifs imposent des angles d'incidence minimum importants en raison de l'occultation par le 1<sup>er</sup> miroir. De plus, nous cherchons toujours à rester au plus proche de la conception des caméras classiques qui utilisent en grande majorité des systèmes dioptriques.

Nous décidons donc d'utiliser un système en transmission et, pour s'assurer une tache focale de dimension aussi petite que celle de notre nanostructure, nous utilisons une lentille asphérique Thorlabs C028TME-E en verre BD2, de 5.95 mm de distance focale et de 4 mm de distance frontale. En effet, avec une largeur de diode  $l_{\text{diode}} = 20\mu\text{m}$ , nous avons besoin d'une ouverture numérique minimum de  $ON_{\min} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{l_{\text{diode}}/2} = 0.43$ .

A ce montage d'éclairage du système, nous avons ajouté un bras de mesure "en réflexion". Ce bras de mesure est couplé au système par le biais d'une pellicule séparatrice 50/50 de sorte à récupérer la lumière après un aller-retour au travers de la lentille de focalisation. Le faisceau réfléchi est alors focalisé par une lentille en  $\text{CaF}_2$  de 50 mm de distance focale puis mesuré par une diode mono-élément en  $\text{HgCdTe}$ . Une lame en germanium peut être ajoutée dans le bras de mesure afin de couper le faisceau pompe.

La totalité de ce banc optique est monté sur trois platines de translation Newport commandées par ordinateur avec une précision inférieure au micromètre.

## 4.2.2 Caractérisation du banc optique

Le design du banc de caractérisation cherche à reproduire au plus près les illuminations théoriques utilisées lors des calculs des nanostructures. Cependant, je n'ai pas pu m'affranchir de la totalité des problèmes expérimentaux. Ce paragraphe s'intéresse donc à lister de façon exhaustive les différences d'illumination pour le signal puis pour la pompe. Je présenterai ensuite les impacts de ces impératifs expérimentaux sur mes modélisations.

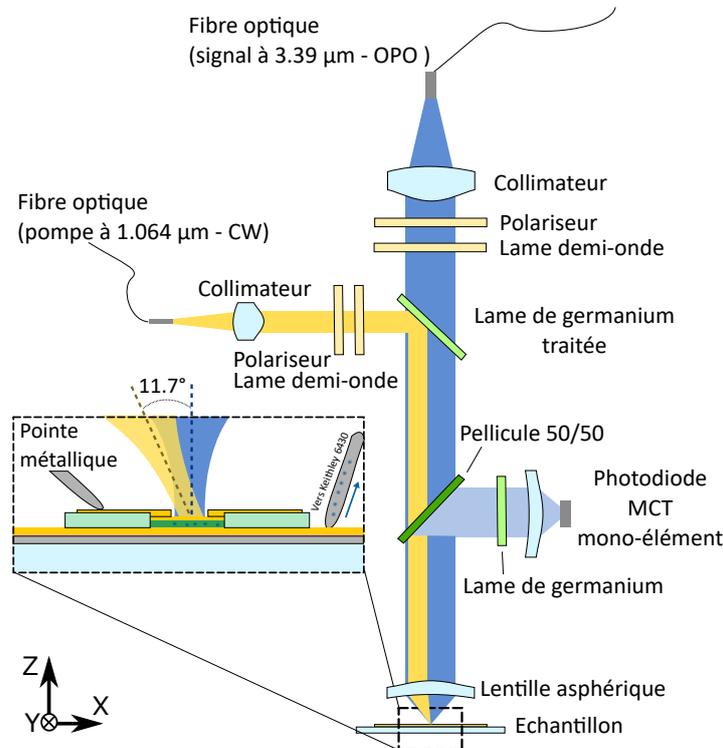


FIGURE 4.13 – Schéma du banc de caractérisation opto-électronique bi-couleur pour l'étude de diodes nanostructurées. Un angle d'incidence du faisceau pompe peut être introduit par un décentrement du faisceau vis à vis de la lentille asphérique de focalisation. Deux voies de mesures peuvent être exploitées simultanément ou indépendamment : une mesure de réflectivité du faisceau signal et une mesure de courant généré par la diode.

## Caractérisation de l'illumination en signal

Le signal a été modélisé comme une onde plane à incidence nulle. Cependant, il a été impératif d'utiliser une lentille pour concentrer l'énergie lumineuse sur une seule diode. Ainsi, notre faisceau est focalisé avec une ouverture numérique de 0.56, ce qui donne une demi ouverture angulaire de  $34^\circ$ . J'ai ensuite mesuré la dimension de la tache focale du signal par la technique des couteaux de Foucault. J'ai obtenu une dimension de tache de  $10 \pm 1 \mu\text{m}$  de rayon ce qui est proche de la dimension théorique de  $\omega_{\text{th}}^s = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{\text{ON}} = 7.7 \mu\text{m}$  et indique que notre montage n'est que peu soumis aux aberrations optiques. Ainsi, la tache focale du signal est de dimension équivalente à la diode nanostructurée.

## Caractérisation de l'illumination en pompe

Le faisceau pompe a été modélisé comme une onde plane avec une incidence de  $11^\circ$ . Nous introduisons l'angle d'incidence en utilisant les propriétés de la lentille de focalisation. En effet, sous les hypothèses de l'optique géométrique, un faisceau collimaté incident sur une lentille sera focalisé au point focal de la lentille quelle que soit la position du faisceau vis-à-vis de la lentille. Ainsi, comme le diamètre du faisceau pompe est petit devant le diamètre de la lentille, nous pouvons introduire un angle moyen d'incidence en décentrant le faisceau pompe par rapport à la lentille de focalisation (voir figure 4.14).

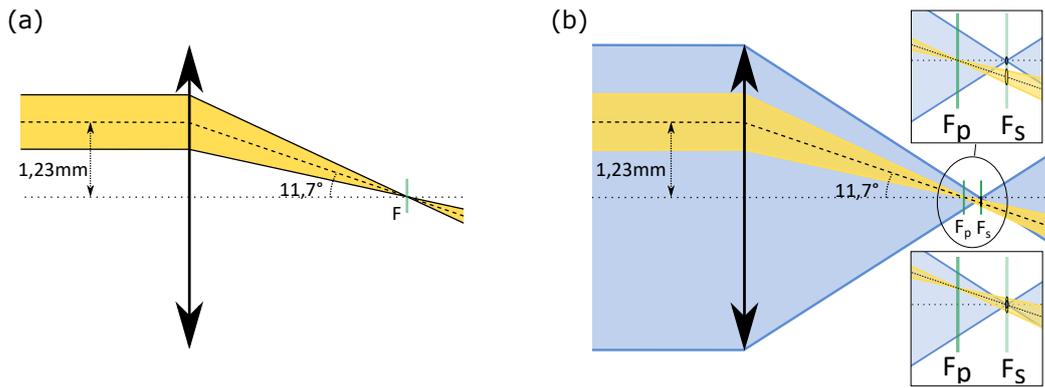


FIGURE 4.14 – (a) Schéma explicatif de l'illumination par la pompe. Le faisceau décentré focalise sur l'échantillon (vert) avec un angle d'incidence moyen de  $11,7^\circ$ . (b) Schéma explicatif des problèmes de chromatisme longitudinal et de grandeur apparente. En insert haut, zoom sur les deux plans focaux pour l'incidence de pompe normale, il n'y a pas recouvrement des taches images. En insert bas, zoom sur les deux plans focaux pour une incidence oblique optimale de la pompe sur la lentille : les deux taches focales sont centrées.

J'introduis le décentrement en traduisant l'injection du faisceau dans le banc de caractérisation. Tout comme pour le faisceau signal, la focalisation entraîne une ouverture angulaire qui est ici de  $\pm 2^\circ$  pour le plus petit diaphragme. La mesure de la taille de la tache image pose question. En effet, la lentille asphérique introduit du chromatisme longitudinal, c'est-à-dire une différence de distance focale aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Ainsi, j'ai mesuré  $\Delta f = f_p - f_s = -300 \pm 3 \mu\text{m}$  avec une tache image au point focal  $F_p$  de rayon  $\omega_{F_p}^p = 4,6 \mu\text{m}$  et de rayon  $\omega_{F_s}^p = 22 \mu\text{m}$  au point  $F_s$ . De plus, en raison du chromatisme, (voir le schéma 4.14), il faudra introduire un léger angle d'incidence du faisceau pompe vis à vis de la lentille de focalisation afin d'obtenir un recouvrement des faisceaux pompe et signal au point focal signal. Cela est facilement atteignable par un basculement de la lame de germanium.

TABLEAU 4.4 – Récapitulatif des caractéristiques expérimentales de l'illumination

Faisceau	Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	Cadence	Impulsion $\Delta t$ (ns)	Puissance maximum (mW)	Ouverture angulaire ( $^\circ$ )	Rayon PSF en $F_s$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta F$ ( $\mu\text{m}$ )
Signal	3.3 à 4.2	150 kHz	10	1.45	$\pm 32$	10	-
Pompe	1.06	CW	-	1.4	$\pm 2$	22	- 300

### Impact des limitations expérimentales sur la simulation

Comme nous l'avons vu, le montage expérimental diffère des conditions initialement choisies pour la simulation numérique des nanostructures. Dans ce paragraphe, nous allons donc reprendre rapidement les simulations et voir l'impact de ces modifications sur le fonctionnement des nanostructures.

Nous prenons en compte la focalisation des faisceaux en décomposant le faisceau en une série d'ondes planes arrivant à différents angles d'incidence compris entre 0 et  $\theta_{max}$  ( $\theta_{max}$  étant l'ouverture du faisceau). Comme les sources de lumière sont des lasers, la répartition de l'intensité dans le faisceau avant focalisation est gaussienne. Ainsi, nous attribuons une amplitude relative sur chaque onde plane.

En appliquant ce procédé sur le faisceau signal, nous obtenons la courbe de réflectivité présentée en figure 4.15. Nous remarquons que sous faisceau focalisé, la chute de réflectivité à la résonance n'est plus totale et est spectralement élargie. En effet, la réponse angulaire de nos structures n'est pas plate.

Malgré la plus faible ouverture angulaire de faisceau pompe, sa focalisation présente des conséquences plus notable. En effet, nous avons vu dans la section précédente (figure 4.5) que la largeur angulaire de la résonance n'est que de  $0,07^\circ$ , ce qui est faible devant les  $\pm 2^\circ$  d'ouverture du faisceau.

En calculant l'intensité résultante dans la couche  $|E_p^{\text{total}}|^2 = |\sum_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} a_{\theta} E_p(\theta)|^2$ , nous pouvons déterminer G sous faisceau focalisé comme représenté sur la figure 4.15. Les limitations expérimentales ont donc une influence très forte sur les résultats mesurables. Entre autres, le facteur 1/3 sur le gain peut paraître aberrant et il semblerait normal de remettre en question les choix expérimentaux qui nous ont menés à ce point.

Cependant, il faut garder à l'esprit deux points cruciaux : le premier est la simplicité de la nanostructure, propice à une première preuve de concept. Le second point est plus fondamental. En effet, si la meilleure gestion de la pompe reste une question ouverte, la solution technologique la plus simple consiste à avoir une source de lumière externe qui passerait par le même système d'imagerie que le signal. C'est ce que nous avons reproduit dans ce montage expérimental.

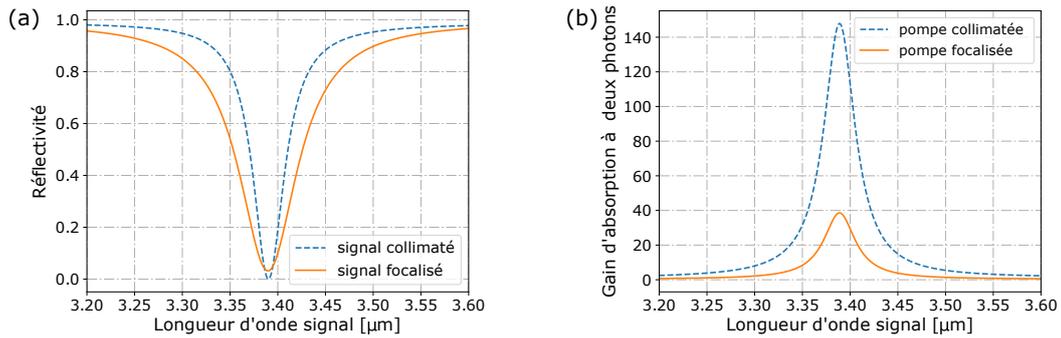


FIGURE 4.15 – Évolution des résultats théoriques attendus avec les contraintes expérimentales imposées par le banc optique. (a) Évolution de la réflectivité de la nanostructure avec la longueur du signal dans le cas d'un faisceau collimaté (pointillé) ou focalisé avec une demi-ouverture angulaire de  $31^\circ$ . (b) Évolution du gain d'absorption à deux photons pour une pompe incidente à  $11.7^\circ$  collimatée (pointillé) ou focalisée (plein) avec une demi-ouverture angulaire de  $2^\circ$  (plein).

Nous pouvons donc déterminer l'ordre de grandeur attendu du photocourant généré par NDTPA dans les diodes nues et les diodes nanostructurées. Je rappelle l'équation du photocourant généré par NDTPA qui a été étudié dans le premier chapitre :

$$J_{\text{NDTPA}} = \beta(\omega_p, \omega_s) \frac{\eta e}{\hbar \omega_s} \frac{G h_{i\text{-layer}}}{S_{\text{diode}}} P_p P_s \quad (4.2)$$

Avec notre montage expérimental, les paramètres sont :  $S_{\text{diode}} = 500 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^2$ ,  $h_{i\text{-layer}} = 480 \text{ nm}$ ,  $P_p = 1.4 \text{ mW}$  et  $P_s = 1.4 \text{ mW}$ . De plus, nous pouvons supposer  $\eta = 1$  pour ce calcul d'ordre de grandeur et, en utilisant l'équation 2.2, nous trouvons  $\beta(1.06 \mu\text{m}, 3.39 \mu\text{m}) \approx 122 \text{ cm/GW}$  (voir 2.1.2). Les résultats recensés dans le tableau 4.5 montrent que nous cherchons à mesurer de faibles photocourants, d'amplitudes inférieures au nA. Cependant, les courants d'obscurité dans les semiconducteurs à grand gap seront suffisamment faibles pour permettre la détection avec un bon rapport signal sur bruit (RSB).

TABLEAU 4.5 – Valeurs de photocourants attendues dans les diodes nues et nanostructurées

Diodes	G	$J_{\text{NDTPA}}$ (pA)
Nues	1	6.5
Nanostructurées	40	260

### 4.2.3 Fonctionnement du banc de caractérisation

Dans ce paragraphe, je vais brièvement parler du fonctionnement du banc de caractérisation, des appareils de mesures et des automatisations que nous avons menées.

Les mesures électriques se font au travers de deux pointes métalliques, placées respectivement sur le miroir arrière en or, et sur l'un des deux contacts métalliques rectangulaires. Pour placer ces deux pointes, nous utilisons une binoculaire en incidence rasante placée à l'arrière du montage et couplée à une caméra. Ainsi, nous pouvons voir les reliefs de nos échantillons et déposer les pointes avec précision. La polarisation de la jonction PIN ainsi que la mesure du photocourant généré sont effectuées par un source-mètre Keithley 6430. Le photodétecteur mono-élément MCT est associé à un montage trans-impédance et un voltmètre Keithley 2000.

L'alignement du banc optique vis à vis de l'échantillon se fait à l'aide du bras en réflectivité et d'une routine python. En premier lieu, il faut placer l'échantillon dans le plan focal de la lentille asphérique par un déplacement suivant Z en maximisant l'énergie réfléchie pas le miroir arrière en or. Bien que cette étape semble simple, c'est aussi l'une des plus risquées vis-à-vis de l'échantillon. En effet, les pointes métalliques sont, par la force des choses, placées dans les 4 mm qui séparent la lentille de focalisation de l'échantillon. Ainsi, il est possible de toucher les pointes avec le banc optique, ce qui risque de déplacer les pointes et entraîner la destruction de diodes par rayure.

Une fois cette étape périlleuse réussie, nous utilisons une routine python qui va déplacer le banc optique dans le plan XY suivant un serpentin carré depuis l'intérieur vers l'extérieur - afin de minimiser les soucis d'hystérésis des platine de translation. Suite à chaque déplacement, la valeur de photocourant généré dans le mono-élément MCT est enregistrée puis affichée. Ainsi, nous reconstruisons une image en réflexion de notre échantillon comme montré sur la figure 4.16.

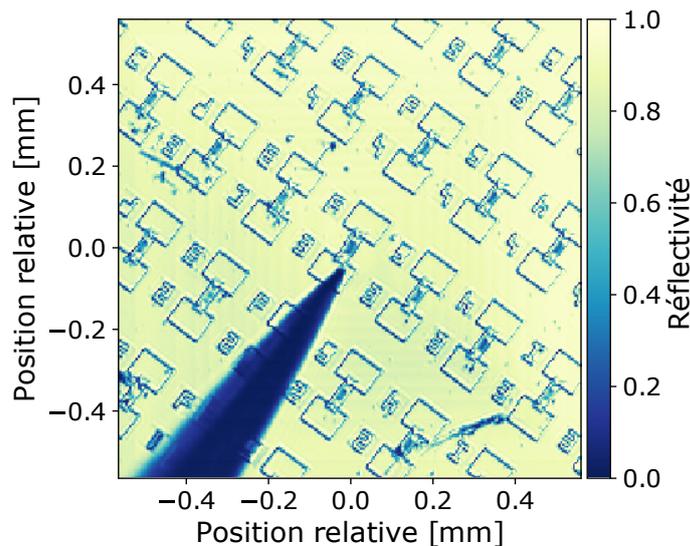


FIGURE 4.16 – Image reconstituée de la réflectivité d'une partie de l'échantillon. Les bords des diodes et la pointe métallique sont bien résolus. Le positionnement des diodes à 45 degrés vis à vis des directions de translation du système optique permet de limiter les artefacts liés aux déplacements du banc.

Une fois le banc positionné à l'aplomb de la diode, plusieurs mesures sont accessibles. Nous répèterons systématiquement chaque point de mesure vingt fois et présenterons sur toutes les courbes la moyenne de la mesure et les écarts-types expérimentaux.

### 4.3 Caractérisation des diodes nanostructurées

Nous avons maintenant toutes les données nécessaires à la caractérisation de nos diodes à température ambiante. Nous allons effectuer cette démarche en trois grandes étapes : en premier lieu, nous allons vérifier le bon fonctionnement électrique de nos diodes dans le noir, puis nous étudierons le comportement optique linéaire de la nanostructure pour le signal. Finalement, nous pourrons étudier le photocourant généré par la jonction et en déduire le coefficient d'absorption à deux photons.

## 4.3.1 Caractérisation électrique des diodes

La caractérisation courant-tension des diodes est un passage obligé. En effet, elle permet de vérifier que la diode est bien connectée aux contacts électriques, qu'il n'y a pas court-circuit et qu'elle présente bien le comportement redresseur attendu pour une jonction PIN. De plus, ces mesures à température ambiante et dans l'obscurité permettent de déterminer l'évolution du courant d'obscurité et du bruit associé avec la tension appliquée. Nous pourrions ainsi choisir une tension de polarisation en inverse compatible avec nos mesures.

Le courant d'obscurité est modélisé pour une diode en fonction de la tension appliquée  $V$ , la constante de Boltzmann  $K_B$  en  $J/^\circ K$  et la température  $T$  en  $^\circ K$  sous la forme :

$$J_{\text{obs}} = J_{\text{sat}} \left[ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (4.3)$$

où  $J_{\text{sat}}$  est le courant de saturation et  $n$  est un facteur d'idéalité variant entre 1 et 2. La valeur de  $n$  permet de déterminer expérimentalement les valeurs relatives des termes du courant d'obscurité :  $n$  proche de 1 indique que le courant de diffusion domine alors que pour  $n$  proche de 2 c'est le courant de génération-recombinaison qui prédomine. Notons qu'en raison du fort champ dans la couche non-intentionnellement dopée, le courant d'obscurité devrait être dirigé par le processus de génération-recombinaison dans notre jonction PIN. (voir 1.3.2). Le graphique 4.17 présente la mesure de la caractéristique courant-tension de la diode en absence d'illumination ainsi que l'évolution théorique du courant d'obscurité (voir l'équation 1.1) ajustée par une régression aux moindres carrés. Les paramètres issus de la régression sont  $J_{\text{sat}} = 9.21 \text{ pA}$  et  $n = 2,8$ .

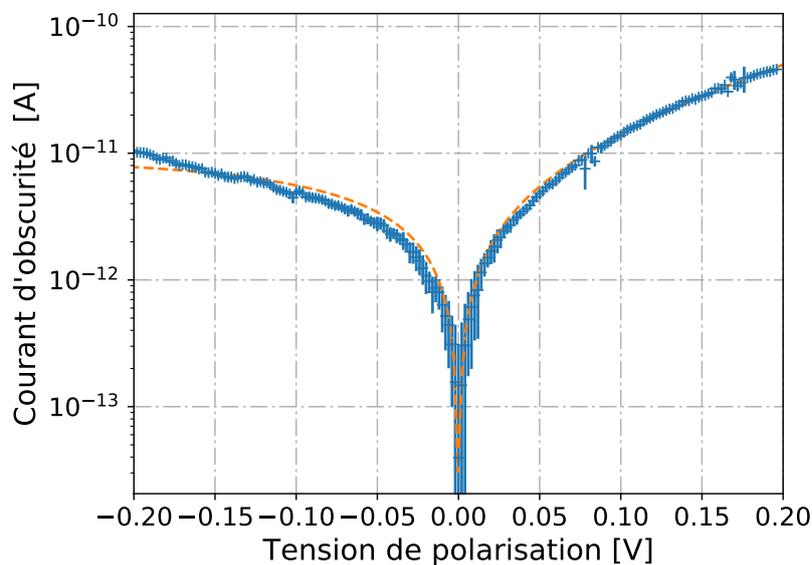


FIGURE 4.17 – Mesure expérimentale de la caractéristique courant-tension de la diode dans l'obscurité. La courbe tiretée est l'évolution théorique du courant d'obscurité (voir l'équation 1.1) ajustée par une régression aux moindres carrés.

Nous pouvons voir que pour une polarisation inverse de 50mV, le photocourant d'obscurité est de 3 pA. Ce courant va donc générer un bruit de Schottky avec écart-type de  $\sigma = \sqrt{2eJ_{\text{obs}}\Delta v} \approx 31 \text{ fA}$  pour un temps d'intégration de 1 ms. Dans les faits, à cette tension de polarisation, notre bruit de mesure en obscurité a un écart type de l'ordre de la centaine de femto-ampère et est donc en partie dû au montage expérimental. Nous ferons donc nos mesures avec un temps d'intégration de 10 ms afin de diminuer l'amplitude du bruit.

### 4.3.2 Caractérisation optique des nanostructures

Les mesures optiques en réflectivité des diodes répondent à deux problématiques. La première est liée à la dimension finie des diodes. En effet, les diodes nanostructurées ne font que 20  $\mu\text{m}$  de largeur utile, ce qui ne représente que 11 répétitions de la période. Hors, les simulations numériques de la structure s'appuient sur une répétition périodique infinie. Le comportement de notre diode pourrait donc être soumis à des effets de bords inattendus. La seconde problématique est liée aux incertitudes sur les dimensions géométriques lors de la fabrication. Comme nous l'avons vu lors du design de la structure, la longueur d'onde de résonance se déplace avec les dimensions géométriques du système (largeur de barreaux et épaisseur de semiconducteur). Ainsi, la mesure en réflectivité nous permet de déterminer la position spectrale de notre résonance. Je précise que, pour toutes les mesures de réflectivité de ce paragraphe, la source de pompe est éteinte. En effet, la chute de réflectivité, décrite par le calcul linéaire, n'est pas liée à l'absorption dans le matériau actif. Ce sont les pertes de l'or qui dissipent le champ au fil des aller-retours de la lumière dans le piège optique.

Ainsi, une première vérification du fonctionnement de la nanostructure est de comparer les images reconstituées en réflexion d'une diode nue et d'une diode nanostructurée. Le semiconducteur étant globalement transparent à la longueur d'onde signal, une diode sans nanostructure devrait présenter une réflectivité équivalente au miroir d'or en face arrière. De telles images prises à la longueur d'onde de résonance sont présentées en insert de la figure 4.18. Sur les deux images, nous pouvons facilement distinguer le squelette de nos dispositifs : le méssa central et les deux contacts métalliques de part et d'autre. En effet, bien que la tache focale de notre faisceau ait un diamètre de 20 $\mu\text{m}$ , la répartition en énergie doit être suffisamment concentrée en son milieu pour que la diffraction sur les flancs soit visible avec une précision de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$ . La pointe métallique, placée pour les mesures de courant électrique, est aussi facilement visible. A gauche, une chute de réflectivité remarquable est présente à la position de la nanostructure. A droite, le semiconducteur apparaît bien transparent. Ce premier indicateur confirme l'effet de la nanostructure.

Pour caractériser plus finement la résonance, nous allons mesurer la réflectivité en fonction de la longueur d'onde du signal et de la direction de sa polarisation. En raison de la taille de la tache image du faisceau et de la précision des platines de translation, nous ne pouvons pas nous contenter de mesurer la réflectivité au centre de la diode. La méthode de mesure que nous mettons en place consiste alors à effectuer une cartographie XY (comme décrit dans paragraphe 4.2.3). Puis, à l'aide d'un programme python, nous comparons la moyenne de la tension délivrée par le mono-élément MCT quand la tache focale est positionnée au dessus de la diode avec la moyenne de tension délivrée quand la tache focale surplombe le miroir d'or en face arrière à proximité. En supposant le miroir d'or comme un réflecteur parfait, nous obtenons alors une valeur de réflectivité en faisant le rapport direct entre ces deux moyennes.

Les résultats de ces deux mesures sont présentés sur la figure 4.18. A gauche, l'évolution spectrale de la réflectivité est comparée au résultat d'une simulation numérique en pointillé. Nous aurons remarqué que la longueur d'onde de résonance n'est pas à 3.39  $\mu\text{m}$  comme annoncée mais à 3.36  $\mu\text{m}$ . Nous connaissons les valeurs de période et de longueur de barreaux de la nanostructure par mesure sur le MEB :  $P = 1780 \pm 1\text{nm}$  et  $W = 748\text{nm}$ . La seule donnée géométrique permettant d'expliquer cette translation spectrale est donc l'épaisseur du semiconducteur. La courbe en pointillé est le résultat de la simulation numérique pour une structure avec  $h_{\text{InP}}^{\text{modif}} = 573\text{nm}$  sous faisceau focalisé. Cette faible modification de l'épaisseur, qui est cohérente avec l'incertitude de fabrication annoncée par les épitaxieurs, permet bien de retrouver le comportement spectral mesuré. La largeur finie des diodes ne modifie donc pas le comportement de la nanostructure. Sur la figure de droite, nous montrons l'évolution de la réflectivité en fonction de la direction de polarisation du signal. Nous retrouvons bien un minimum de réflectivité en polarisation TE.

A ce stade, nous avons donc décidé d'un point de fonctionnement pour la tension de polarisation, puis nous avons ajusté la longueur d'onde du signal à la résonance optique. Il nous reste alors une dernière étape avant de mesurer le photocourant généré par NDTPA : injecter des photons pompes dans la diode.

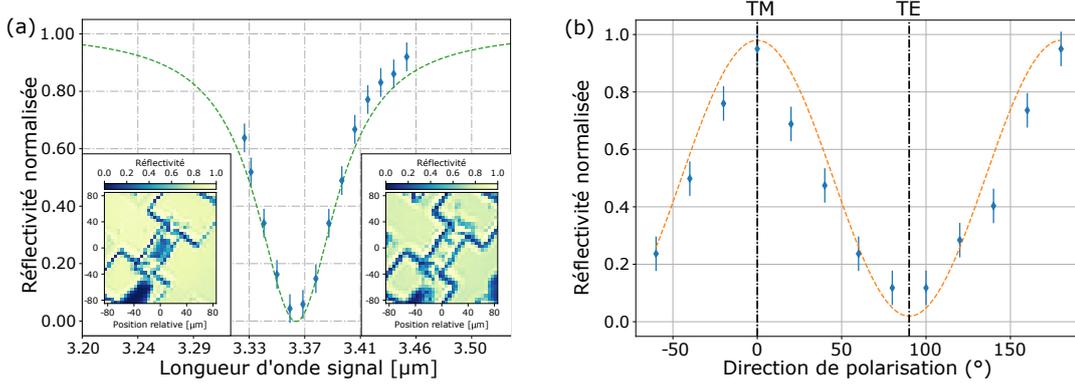


FIGURE 4.18 – (a) Mesure du spectre de réflectivité de la diode nanostructurée illuminée par le faisceau signal polarisé TE (c'est-à-dire avec une puissance incidente de pompe nulle). La courbe tiretée présente le spectre de réflectivité de la diode calculé par BMM pour une épaisseur de 573 nm de semiconducteur. Les inserts présentent les images reconstituées en réflectivité, à 3.36  $\mu\text{m}$ , (à gauche) d'une diode nanostructurée et (à droite) d'une diode sans nanostructure. La chute de réflectivité est bien présente dans la zone nanostructurée de la diode et n'est pas présente en absence de nanostructure. (b) Mesure de la réflectivité de la diode en fonction de la direction de la polarisation linéaire du signal. La courbe tiretée est un guide visuel sinusoidal.

### 4.3.3 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par la pompe

Nous avons déjà vu que la génération de photocourant par des sources sub-gap dans les semiconducteurs tels que le GaAs est le résultat de deux processus d'absorption en compétition : Le PASRH et le DTPA.

De la même façon dont nous avons estimé le photocourant généré par NDTPA, nous pouvons estimer le photocourant généré par absorption à deux photons dégénérés (DTPA) de la pompe dans les conditions expérimentales à partir de  $\beta(\omega_p, \omega_p) \approx 32\text{cm/GW}$  et de  $G_{\text{DTPA}} \approx 90$  qui est le gain sur le DTPA :

$$J_{\text{DTPA}} = \beta(\omega_p, \omega_p) \frac{\eta e}{\hbar \omega_p} \frac{G_{\text{DTPA}} h_{i\text{-layer}}}{S_{\text{diode}}} P_p^2 \quad \text{où} \quad G_{\text{DTPA}} = \frac{\langle I_p^2 \rangle}{I_p^{(i)2}} \quad (4.4)$$

Nous trouvons alors que pour une puissance de pompe maximale de 1.41 mW, la jonction générera environ 0.5 pA sans nanostructure et 47 pA avec nanostructure. Notons que cela représente 5 fois moins que ce que nous espérons générer par NDTPA.

Cependant, les photons pompe représentent à eux seul 87% de l'énergie de gap. Nous pouvons donc nous attendre, sans pour autant pouvoir l'estimer, à de la génération de photocourant par PASRH.

Dans tous les cas de figure, un faible photocourant généré par la pompe est bienvenu vis à vis de l'alignement. En effet, au vu de l'intensité moyenne du champ électrique en fonction de l'angle d'incidence (voir figure 4.5), nous pouvons supposer que le maximum de photocourant sera atteint lorsque l'angle d'incidence de la pompe sera proche des  $11,7^\circ$  quelle que soit la nature de l'absorption.

Nous alignons donc le faisceau pompe de sorte à maximiser le photocourant généré dans la diode placée en  $F_p$ . En effet, nous avons accès à une puissance de pompe plus importante à cette position qu'en  $F_s$ . Comme nous l'avons fait dans le chapitre précédent, nous étudions la compétition entre le DTPA et le PASRH en mesurant le photocourant généré en fonction de la puissance incidente. Comme le montre la figure 4.19, le photocourant est bien généré par les deux processus et l'on peut remonter aux coefficients directeurs de la régression :  $a = 10,3 \mu\text{A} \cdot \text{W}^{-2}$  et  $b = 1,27 \mu\text{A} \cdot \text{W}^{-1}$ .

En inversant l'équation 4.4, nous pouvons alors calculer la gain sur le DTPA expérimental  $G_{\text{DTPA}}^{\text{exp}} \approx 39$ . Ce gain est du bon ordre de grandeur bien qu'il soit 2,3 fois plus faible que ce qui était attendu.

La véritable et malheureuse surprise de cette caractérisation est l'amplitude du photocourant généré par PASRH. En effet, un rapide calcul permet d'estimer que, dans les conditions de mesures du photo-

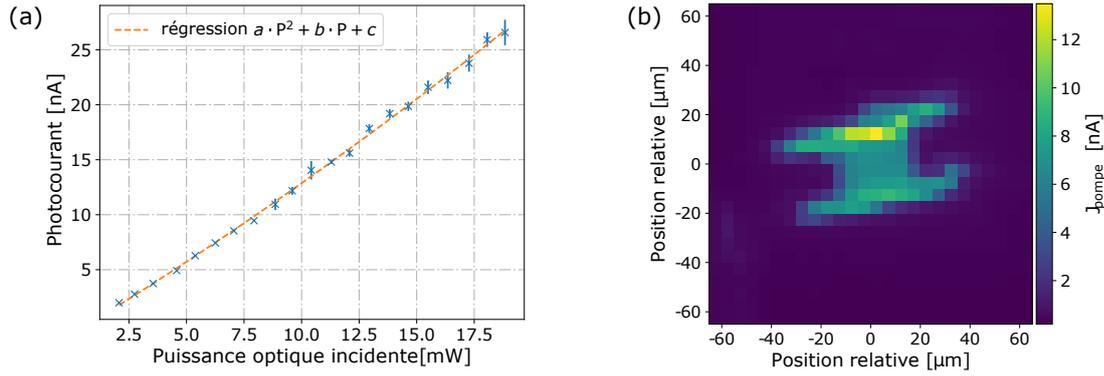


FIGURE 4.19 – Résultats de la caractérisation opto-électronique des diodes sous illumination de la pompe. (a) Évolution du photocourant généré par la pompe en fonction de la puissance incidente sur le détecteur positionné en  $F_p$ . (b) Cartographie du photocourant généré par la pompe pour une diode positionnée au point  $F_p$  pour une puissance incidente de 10 mW.

courant généré par NDTPA, le PASRH générera environ 2 nA alors que nous n’attendons que 260 pA de photocourant généré par NDTPA. Il sera donc difficile de mesurer le NDTPA sans s’affranchir du photocourant généré par la pompe seule. Cependant, le bruit de Schottky introduit par le photocourant PASRH a un écart-type de  $\sigma = \sqrt{2eI_{\text{PASRH}}\Delta v} \approx 0,8 \text{ pA}$  pour un temps d’intégration de 1 ms; ce qui reste suffisamment faible pour permettre la détection.

Afin de conclure la caractérisation du dispositif avec le faisceau pompe, j’ai effectué une cartographie XY en photocourant dans le plan focal de la pompe (voir figure 4.19). Comme nous pouvons le voir, dans ces conditions, le diamètre de la tache image est suffisamment faible pour venir cartographier les lieux principaux d’absorption : la zone nanostructurée de la diode est bien une zone de génération, mais l’on aperçoit aussi deux autres bandes de part et d’autre de la nanostructure. Ces deux bandes sont les bords des mésas laissés nus lors de la fabrication pour éviter de court-circuiter la jonction. Ces deux zones de génération vont représenter un problème pour nos mesures. Le diamètre de la tache de pompe en  $F_s$  est tel qu’elles seront illuminées. Elles seront donc génératrices de courant PASRH sans qu’aucun courant NDTPA n’y soit probable.

#### 4.3.4 Caractérisation opto-électronique du photocourant généré par NDTPA

Après avoir caractérisé nos dispositifs de façon exhaustive, nous pouvons enfin essayer de détecter le signal infrarouge.

Nous savons que dans les conditions expérimentales, le photocourant généré est la somme de trois termes (voir chapitre 2.3.2)

$$J_{\text{total}} = J_{\text{PASRH}} + J_{\text{DTPA}} + J_{\text{NDTPA}} = \alpha(\omega_p) \langle I_p \rangle + \beta(\omega_p, \omega_p) \langle I_p^2 \rangle + \beta(\omega_p, \omega_s) \langle I_p I_s \rangle \quad (4.5)$$

D’après les résultats de caractérisation de la pompe, nous savons que le photocourant généré par PASRH est important vis à vis du photocourant NDTPA attendu. Il serait donc intéressant de pouvoir s’affranchir de cet offset par une calibration. Pour cela, nous devons nous assurer de la non-déplétion de la pompe par absorption à deux photons non dégénérés afin de s’assurer que le NDTPA ne modifie pas significativement la quantité de photons pompe disponibles pour le PASRH et le DTPA. Dans nos conditions, nous pouvons calculer une efficacité d’absorption des photons pompes par le NDTPA :

$$\epsilon = \beta(\omega_p, \omega_s) \cdot G \cdot h_{i\text{-layer}} \cdot I_s \approx 3.9 \cdot 10^{-7} \quad (4.6)$$

Ainsi, nous pouvons valider l’hypothèse de non-déplétion de la pompe. Nous décidons donc de faire systématiquement deux séries de mesures pour chaque condition expérimentale : la première avec les deux

### 4.3 Caractérisation des diodes nanostructurées

faisceaux de lumière, la seconde en gardant uniquement le faisceau pompe. Leur différence donne alors le photocourant généré par NDTPA. Afin de vérifier que le photocourant ainsi mesuré est bien généré par NDTPA, nous avons caractérisé son évolution en fonction de la puissance du faisceau pompe incident et de la puissance du faisceau signal (voir figure 4.20). Nous retrouvons bien la linéarité attendue du photocourant avec les deux puissances optiques. De plus, nous connaissons les puissances optiques des faisceaux (en prenant en compte la surface de la diode), nous pouvons donc calculer le coefficient directeur des courbes d'une valeur de  $K_1 = 77 \pm 5 \mu\text{A} \cdot \text{W}^{-2}$ . Ce coefficient peut être directement associé au coefficient d'absorption à deux photons et au gain :

$$G_{\text{NDTPA}}^{\text{exp}} = \frac{\beta(\omega_s, \omega_p)}{K_1} \frac{\eta e}{\hbar \omega_s} \frac{h_{i\text{-layer}}}{S_{\text{diode}}} = 24 \pm 1.6 \quad (4.7)$$

Nous mesurons donc bien du photocourant généré par NDTPA grâce au gain de la structure.

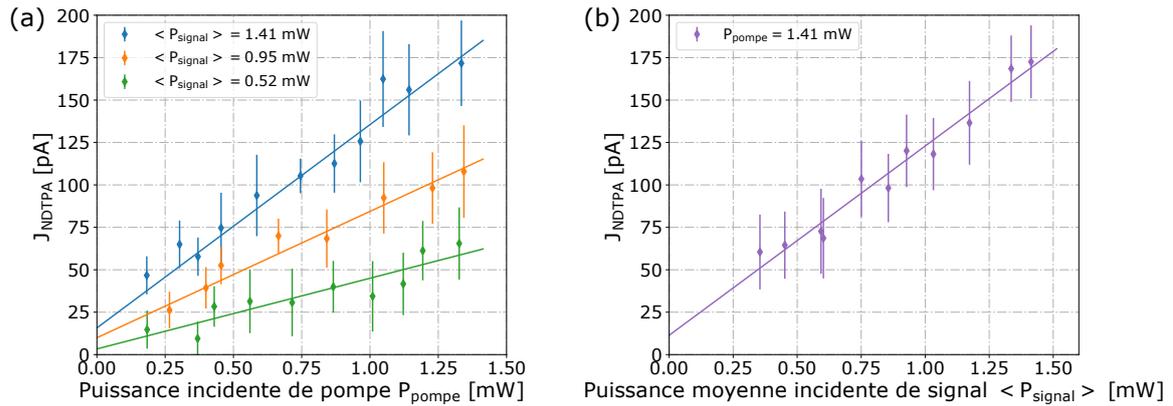


FIGURE 4.20 – Mesure de la différence de photocourant généré sous illumination du faisceau signal en fonction de (a) la puissance incidente de pompe et (b) la puissance du signal. Les courbes pleines sont les régressions linéaires permettant le calcul du coefficient directeur commun  $K_1$ . L'évolution linéaire du photocourant avec chacune des puissances optiques prouve la nature de la génération par NDTPA.

J'ai finalement caractérisé ce photocourant NDTPA, les résultats sont présentés sur la figure 4.21 pour une puissance incidente de pompe de 300  $\mu\text{W}$  et de 1,4 mW de puissance signal. Le photocourant suit bien le comportement spectral de la nanostructure. Un rebond globalement inexplicable en photocourant apparaît entre 3.40 et 3.45  $\mu\text{m}$ . Nous l'attribuons aux aberrations présentes dans la tache image de l'illumination. La génération de photocourant vis à vis de la polarisation du signal évolue sinusoidalement, en opposition de phase avec la réflectivité (voir figure 4.21). Ce qui est tout à fait logique : plus longtemps les photons sont piégés dans la structure, plus la réflectivité diminue, et plus ils ont une chance d'être absorbés par NDTPA. La diode structurée que nous avons optimisée linéairement répond donc bien comme prévu vis à vis de l'absorption non linéaire. Nous avons pu démontrer un gain sur l'absorption à deux photons de  $24 \pm 1.6$  et une génération allant jusqu'à 175 pA de photocourant par NDTPA.

Afin de finir cette étude, il nous reste à discuter de l'efficacité de détection de cette diode en infrarouge. Afin de la quantifier, il est classique d'utiliser deux fonctions de mérite, le RSB et la puissance équivalente au bruit (NEP). Étant donné que notre mesure du photocourant NDTPA est issue de la différence entre deux séries de mesures, le bruit associé est la somme des bruits de mesure de chaque série ( $\sigma_{\text{total}}^2 = \sum_i \sigma_i^2$ ). A partir de ce constat, nous pouvons tracer une cartographie XY du RSB tel que présentée sur la figure 4.22 à partir de la formule :

$$\text{RSB} = \frac{J_{\text{NDTPA}}}{\sigma_{\text{total}}} \quad (4.8)$$

Le squelette blanc des bords de la diode est issu de la mesure de réflectivité effectuée en simultanément et a été ajouté pour guider le regard. Le RSB qui dépasse 20 est bien restreint à la zone nanostructurée de la diode. Il prouve que nous sommes déjà capables de détecter le signal infrarouge à  $\lambda = 3.36 \mu\text{m}$  dans une diode à grand gap ( $E_g = 1.344 \text{eV}$  et à température ambiante sans ambiguïté malgré la faiblesse du photocourant

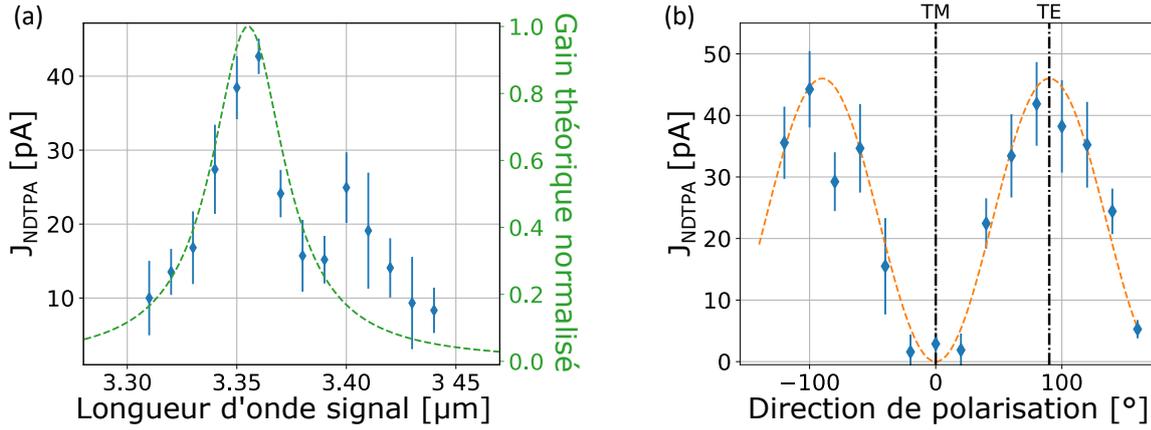


FIGURE 4.21 – (a) Caractérisation du photocourant produit par NDTPA en fonction de la longueur d'onde du signal. La courbe tiretée représente l'évolution spectrale du gain tel que calculé par BMM. (b) Mesure de la réflectivité de la diode en fonction de la direction de la polarisation linéaire du signal pour une puissance incidente de pompe de 300  $\mu\text{W}$  et de 1,4 mW de puissance signal. La courbe tiretée est un guide visuel sinusoïdal.

produit.

De plus, le bruit de mesure expérimental total présente une évolution linéaire avec la puissance de pompe incidente et une régression nous donne :  $\sigma_{\text{exp}} \approx 1,16 \cdot 10^{-8} * P_p + 8,7 * 10^{-12} \text{A}$ . Ainsi, nous pouvons calculer une puissance signal équivalente au bruit de mesure, qui dépend de la puissance incidente de pompe :

$$P_{\text{signal}}^{\text{NEP}} = \frac{\sigma_{\text{exp}}(P_p)}{\beta(\omega_p, \omega_s) G} \frac{\hbar \omega_s}{\eta e} \frac{S_{\text{diode}}}{h_{i\text{-layer}}} \cdot \frac{1}{P_p}$$

L'évolution de la NEP en fonction de la puissance incidente de pompe est tracée sur la figure 4.22. Nous pouvons y voir que la pompe joue bien son rôle de potentiomètre pour le système permettant de mesurer un signal issu de l'OPO de puissance moyenne allant jusqu'à 0,2 mW; ce qui correspond à une puissance instantanée de 135 mW.

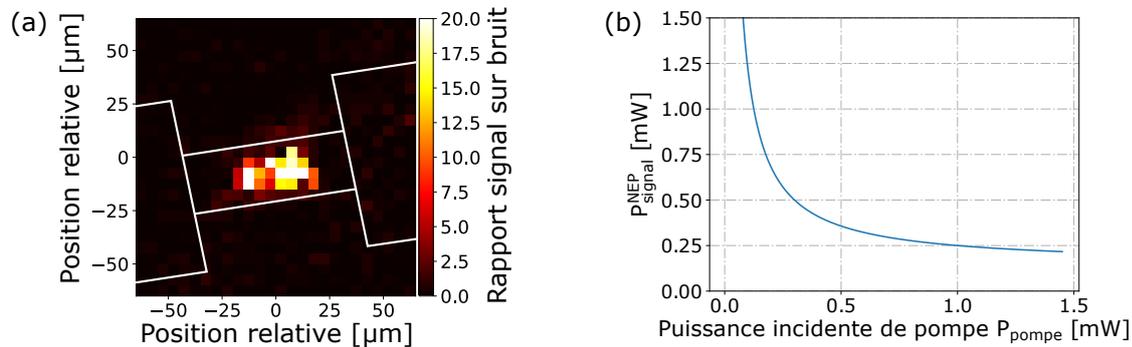


FIGURE 4.22 – Étude des fonctions de mérite de détection de notre système. (a) Cartographie XY du rapport signal à bruit de la détection à la longueur d'onde de résonance pour une puissance incidente moyenne de signal de 1,4 mW et de pompe de 1,3 mW. Le squelette de la diode a été ajouté comme guide pour les yeux. (b) Évolution de la puissance signal équivalente au bruit en fonction de la puissance de pompe. La pompe sert de potentiomètre et permet de détecter des puissances signal supérieures à 0,25 mW.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté du design, de la fabrication puis de la caractérisation de diodes nanostructurées mono-résonantes pour la détection infrarouge à température ambiante. Nous avons débuté cette étude par l'optimisation de la nanostructuration d'une électrode de la diode afin de concentrer le champ signal à détecter au sein de la couche active en InP. Par ce biais, nous pouvons amplifier l'efficacité du processus d'absorption à deux photons non dégénérés d'un facteur  $G = 140$ .

Nous avons ensuite résumé les principales étapes de fabrication de ces dispositifs en salle blanche. La seconde grande étape de ce travail a été la mise en place d'un banc de caractérisation opto-électronique bi-spectral. La dimension des diodes et les contraintes technologiques nous ont imposés de travailler avec des sources de lumière focalisée. Nous avons alors étudié l'impact de cette contrainte sur les fonctions de mérite attendues et avons constaté que le gain maximal mesurable sur le NDTPA était  $G = 40$ .

Finalement, nous avons procédé aux caractérisations électriques, optiques et opto-électroniques de nos diodes. Nous avons commencé par vérifier le bon fonctionnement électrique de la jonction PIN et le comportement optique linéaire de la nanostructure. Puis nous avons constaté et caractérisé un fort photocourant PASRH dû à l'absorption linéaire sub-gap des photons pompes. Finalement, nous avons pu démontrer la détection d'un faisceau signal à  $3.39 \mu\text{m}$  à température ambiante. Nous avons prouvé la nature de ce photocourant NDTPA et avons mesuré un gain effectif de notre nanostructure sur le NDTPA  $G = 24 \pm 1.6$ . Cette valeur mesurée est proche de celle théoriquement attendue de  $G = 40$  mais ne l'atteins pas malgré tout. Nous attribuons cette différence aux difficultés techniques rencontrées pour l'illumination de la diode. Entre autres, deux points majeurs peuvent être incriminés : la précision de l'angle d'incidence de la pompe et les aberrations optiques induites sur le faisceau pompe traversant un système non optimisé pour sa longueur d'onde. Nous verrons dans le prochain chapitre plusieurs idées qui ont été mises à profit sur des diodes de seconde génération pour palier à cette difficulté.



# Chapitre 5

## Seconde génération de diodes nanostructurées bi-résonante pour le NDTPA

### Sommaire

<b>5.1 Design d'une structure bi-résonante pour le NDTPA</b> . . . . .	<b>61</b>
5.1.1 Les enseignements tirés de la première génération de nanostructure . . . . .	61
5.1.2 Choix et dimensionnement de la nanostructure bi-résonnante . . . . .	63
<b>5.2 Fabrication des diodes nanostructurées bi-résonnante</b> . . . . .	<b>68</b>
5.2.1 Fabrication des jonctions PIN . . . . .	68
5.2.2 Fabrication des nanostructures . . . . .	69
5.2.3 Fonctionnalisation des diodes . . . . .	69
<b>5.3 Caractérisation des diodes bi-résonantes</b> . . . . .	<b>70</b>
5.3.1 Caractérisation électrique . . . . .	71
5.3.2 Caractérisation optique . . . . .	71
<b>5.4 Perspectives</b> . . . . .	<b>74</b>

La caractérisation des diodes mono-résonantes pour le NDTPA nous a permis de valider les concepts clefs de la détection infrarouge par NDTPA. Nous avons en effet été capables de générer du photocourant NDTPA et de détecter un signal issu d'un laser en régime microseconde.

Pour atteindre notre objectif de détection de sources thermiques à bas flux, il me faut maintenant améliorer les diodes. Ce chapitre présentera donc le cheminement vers une seconde génération de diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par NDTPA. Dans un premier temps, je tirerai les enseignements de la première génération de diodes. Dans un second temps, je démontrerai l'intérêt d'utiliser une nanostructure bi-résonante en pompe et en signal avant d'optimiser la nanostructure qui me semble la plus prometteuse. Finalement, après un bref rappel des techniques de fabrication en salle blanche que j'ai utilisées pour la fabrication des diodes, je présenterai les premiers résultats des caractérisations électrique et optique des diodes bi-résonantes pour le NDTPA.

## 5.1 Design d'une structure bi-résonante pour le NDTPA

### 5.1.1 Les enseignements tirés de la première génération de nanostructure

La première génération de nanostructure a parfaitement rempli son rôle en prouvant la possibilité de détection infrarouge à température ambiante par absorption à deux photons. De plus, elle a permis de mettre à jour un certain nombre de problèmes que nous n'avions pas envisagés. Dans la discussion qui suit, je vais lister les contraintes auxquelles nous avons été confrontés et présenterai les solutions que nous choisissons pour la création des diodes de seconde génération.

#### Les problèmes liés à la jonction nanostructurée

Comme nous l'avons vu, le PASRH générait au minimum 10 fois plus de photocourant que le NDTPA. Ainsi, nous avons dû effectuer des calibrations du photocourant généré par la pompe, ce qui a presque triplé le bruit expérimental de mesure. La génération de ce courant étant basé sur la présence de défauts et d'impuretés dans le cristal semiconducteur, il est difficile de cerner ses causes précises. Cependant, nous supposons que les interfaces métalliques induisent potentiellement des défauts, en imposant des contraintes

ou par diffusion par exemple. Ainsi, la présence de champ pompe à leur proximité peut expliquer en partie le fort niveau de photocourant PASRH. Une piste intéressante de travail est alors de chercher à concentrer l'intensité de pompe le plus loin possible des métaux. Ce constat impose une première idée forte : la nouvelle structure doit être bi-résonnante afin d'avoir une gestion fine de la répartition des intensités pompe et signal.

Nous pouvons encore aller plus loin dans cette réflexion, en constatant que notre point de fonctionnement est défavorable au NDTPA vis à vis du PASRH. En effet, il y a une différence fondamentale entre les deux phénomènes d'absorption : Le PASRH est possible dès lors qu'un photon pompe est dans la zone I de la jonction PIN alors que le NDTPA a besoin de la rencontre au même lieu et au même moment d'un photon pompe et d'un photon signal.

Le premier aspect que nous allons analyser est le recouvrement temporel des faisceaux. Il est certain que notre configuration expérimentale n'est pas optimale vis-à-vis de la compétition entre PASRH et NDTPA. En effet, je rappelle que le temps caractéristique de l'absorption à deux photons peut être estimé par  $\Delta t = \frac{h}{\Delta E} \simeq 50$  fs (voir 2.1.3), ce qui est infiniment court vis à vis des temps de notre expérience. Ainsi, tout instant où la diode est illuminée par la pompe seule sera générateur de photocourant PASRH sans qu'aucun photocourant NDTPA ne soit possible. Or notre faisceau signal est pulsé alors que le faisceau pompe est continu de sorte que le PASRH peut avoir lieu en tout temps alors que le NDTPA est limité à  $f \cdot \Delta t \cdot 100 = 15\%$  du temps. Une solution serait de modifier la temporalité de la pompe de sorte à reproduire celle du signal. Cependant, il serait complexe d'obtenir les mêmes durées de parcours du montage pour chacun des faisceaux et ce serait inapplicable aux systèmes de détection que nous visons. De plus, il faut garder à l'esprit notre objectif final : la détection d'un signal continu, auquel cas cette problématique n'en sera plus une.

Le second aspect à étudier est le recouvrement spatial de nos faisceaux dans la jonction. Un rapide retour sur la figure 4.6 permet de se rendre compte que la majorité des photons pompes sont "orphelins", c'est-à-dire qu'ils sont répartis dans les zones de la structure où l'intensité signal est nulle ou très faible. Ces photons ne participent donc pas à la génération de photocourant NDTPA et sont en plus potentiellement générateurs de photocourant PASRH. Il est donc primordial de prendre cela en compte dans le design de la nouvelle structure.

Pour cela, j'ai défini une nouvelle figure de mérite pour le design et l'optimisation de la nanostructure :

$$F = \frac{\langle \tilde{I}_p I_s \rangle}{\langle \tilde{I}_p^2 \rangle \cdot \langle \tilde{I}_p \bar{S}_s \rangle} \quad (5.1)$$

où  $\langle \cdot \rangle$  désigne l'intégration sur la couche non-intentionnellement dopée,  $\tilde{I}_p$  le champ pompe normalisé de sorte que  $\langle \tilde{I}_p \rangle = 1$ , et  $\bar{S}_s$  est une fonction binaire valant 1 quand l'amplitude du champ électrique signal est inférieure à la valeur seuil (fixée à 20% du maximum). Cette nouvelle figure de mérite répond bien à plusieurs de nos critères clefs.

En effet, la normalisation du champ pompe permet de comparer les structures à quantités de photons pompes disponibles égales; nous supposons toujours avoir un contrôle total sur le faisceau pompe. Nous pourrions donc augmenter l'intensité incidente de pompe pour utiliser des résonances ne laissant que peu de photons pompes entrer dans la structure. Le numérateur correspond au NDTPA comme vu précédemment. Les deux autres termes viennent contrôler la concentration et la répartition du champ pompe. En effet, le terme  $\langle \tilde{I}_p \bar{S}_s \rangle$  favorise les structures qui minimisent les zones de champ pompe seul alors que le terme  $\langle \tilde{I}_p^2 \rangle$  limite la concentration trop importante du champ pompe afin de limiter la génération de DTPA. En appliquant cette fonction sur la structure mono-résonante, on obtient une valeur de référence intéressante :  $F = 35$ .

## Les problèmes liés au banc de caractérisation

Nous avons vu que le banc de caractérisation limite les résultats observables en raison, entre autres, de l'ouverture angulaire du faisceau pompe focalisé. Nous décidons de ne pas modifier le banc car il est repré-

sentatif de l'architecture la plus simple d'une caméra infrarouge basée sur le NDTPA : le faisceau pompe passe par le même système optique que le signal à détecter. Ainsi, c'est la nanostructure qui doit s'adapter aux conditions d'illumination et ne pas présenter une trop grande dispersion angulaire vis à vis de la finesse de la résonance. Nous pouvons donc écrire une seconde figure de mérite qui permettra de vérifier que notre structure n'est pas trop sensible à la focalisation des faisceau :

$$F_{\text{foc}} = \frac{\langle \hat{I}_p I_s \rangle}{\langle \hat{I}_p^2 \rangle \cdot \langle \hat{I}_p \bar{S}_s \rangle} \quad \text{où } \hat{I} = \left| \sum_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} a_{\theta} E_p(\theta) \right|^2 \quad (5.2)$$

A titre de point de comparaison, j'ai calculé que pour la structure monorésonante,  $F_{\text{foc}} = 0.83$  ce qui est environ 40 fois plus faible que F.

Nous pouvons évoquer deux autres apprentissages permis par la 1<sup>er</sup> génération. En premier lieu, nous avons montré qu'il était possible d'introduire un angle d'incidence moyen pour le faisceau pompe mais que cela restait compliqué et difficilement optimisable. Il est donc souhaitable de travailler en incidence nulle pour les deux faisceaux. En second lieu, nous avons montré que la puissance minimale de signal détectable était autour de 300  $\mu\text{W}$  pour la première génération. Nous espérons donc pousser cette seconde génération jusqu'à une détection de corps noir. Ainsi, il serait intéressant de maximiser la bande de signal absorbable.

### Les problèmes liés à la fabrication

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (4.3.3), la pompe génère du photocourant dans les bords nus de la nanostructure. Nous ne pouvons cependant pas nous affranchir de ces bords qui sont une sécurité contre les courts-circuits lors de la fabrication. Malgré cela, nous pouvons diminuer leur impact sur la génération de photocourant en augmentant la taille de nos diodes nanostructurées. Nous fabriquerons donc des diodes de dimension supérieure aux 44  $\mu\text{m}$  de diamètre de la tache image pompe en  $F_s$  (voir 4.4) de sorte à ne pas illuminer les bords des structures une fois le banc aligné.

J'ai donc défini un nouveau masque optique pour la fonctionnalisation de diodes de plus grande taille. J'ai gardé le même type d'architecture de masque afin de pouvoir utiliser les mêmes procédés optimisés que précédemment. La figure 5.1 montre les photos de la réalisation du masque optique. Celui ci permet de définir 14 rangées de 8 diodes, avec une numérotation unilatérale sur la moitié des rangées qui permet facilement de reconnaître le sens de l'échantillon. Les mésas définis avec ce masque font 120  $\mu\text{m}$  par 60  $\mu\text{m}$  ce qui permet de définir des nanostructures de 60  $\mu\text{m}$  par 50  $\mu\text{m}$ .

Les diodes seront aussi bien plus grandes que la taille de la tache image du signal, ce qui simplifiera la procédure de toutes les mesures. En effet, nous n'aurons plus besoin de cartographier systématiquement la diode pour chaque point de mesure : la précision des déplacements est suffisante pour que nous soyons sûrs que tout le flux signal soit collecté en alignant le banc sur le centre de la diode tel que mesuré à l'aide de la lumière rétro-réfléchi (voir le schéma du banc sur la figure 4.13).

### 5.1.2 Choix et dimensionnement de la nanostructure bi-résonnante

Designer une structure bi-résonante à partir d'une unique nanostructure n'est pas une procédure simple. Dans un premier temps, il faut trouver deux types de résonateurs régis par des dimensions géométriques différentes. De plus, nous cherchons à structurer l'électrode de la diode, il faut donc que notre nanostructure soit capable de transporter le courant en tout point. Pour répondre à ce besoin, nous devons garder une structuration sur une seule dimension : par exemple avec une structure en ruban. Nous avons la chance d'avoir un couple de résonateurs globalement géométriquement décorrélés basés sur architecture en rubans : les résonateurs MIM, principalement sensibles à l'épaisseur du semiconducteur et à la largeur des rubans d'une part, et les GMR, principalement sensibles à la période de l'autre.

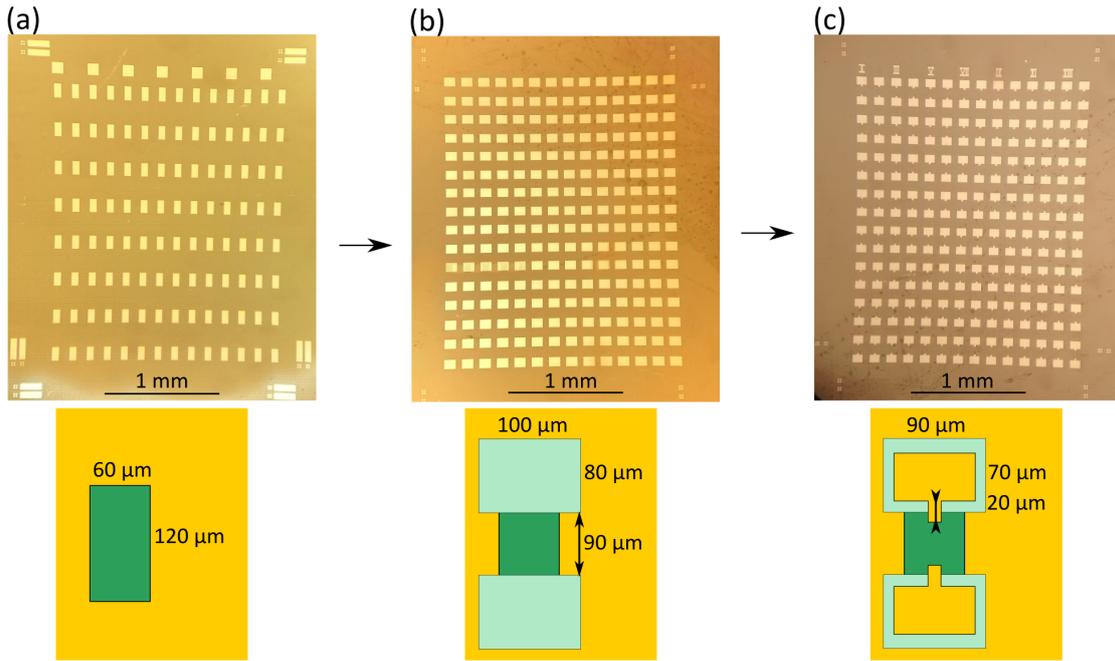


FIGURE 5.1 – Photographies des trois niveaux du masque optique au microscope et schémas associés. (a) Premier niveau de masque pour la définition des mésas. (b) Second niveau pour la définition des plots d’isolant. (c) Troisième et dernier niveau pour la définition des contacts électriques supérieurs en or.

### Choix de la jonction en semiconducteur

Bien que la jonction PIN ne soit pas la seule jonction susceptible de produire du photocourant, nous décidons de ne pas modifier trop de paramètres en une seule fois et restons sur l’utilisation d’une homojonction PIN. Cependant, le matériau constitutif de cette jonction reste un débat ouvert : l’InP possède un coefficient d’absorption à deux photons plus important que le GaAs grâce à sa plus faible énergie de gap<sup>1</sup>.

$$\beta \propto \frac{1}{n_p n_s E_g^3} \quad (5.3)$$

Cependant, dans la structure de 1<sup>er</sup> génération, nous avons mesuré un fort courant produit par PASRH. Or ce courant, preuve de la présence de défauts, n’était pas aussi important lors des mesures d’absorption à deux photons dégénérés (DTPA)<sup>2</sup>. Ainsi, il est envisageable, sans que cela soit démontré, que les jonctions reportées en GaAs soient porteuses de moins de défauts que leurs équivalentes en InP. Étant dans l’incapacité de répondre à cette question pourtant cruciale, nous avons décidé de travailler simultanément sur des jonctions en InP et en GaAs en utilisant des nanostructures équivalentes. La comparaison des résultats nous permettra, peut-être, de choisir un matériau de prédilection pour le futur.

Dans les paragraphes qui suivent, je discuterai des résonateurs sur GaAs et donnerai à la fin les paramètres géométriques de la structure choisie pour une jonction en InP.

### Optimisation d’une structure MIM-GMR

Pour cette optimisation, j’ai effectué deux optimisations successives. La première est une optimisation grossière visant à placer spectralement les deux résonances à nos longueurs d’onde de pompe et signal (1.06  $\mu\text{m}$  et 3.39  $\mu\text{m}$ ) et à minimiser la réflectivité aux résonances. La seconde optimisation est effectuée autour de la solution préliminaire pour maximiser la figure de mérite  $F_{\text{foc}}$ .

<sup>1</sup>VAN STRYLAND et al., « Energy band-gap dependence of two-photon absorption ».

<sup>2</sup>PORTIER et al., « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ».

## 5.1 Design d'une structure bi-résonante pour le NDTPA

Pour pré-dimensionner la résonance GMR à  $1.06 \mu\text{m}$ , j'utilise la même procédure que celle décrite dans le chapitre précédent (voir 4.1.1). Ici, nous déterminons  $h_{\text{coupure}} = \frac{\lambda}{2n} - 2\delta \approx 100\text{nm}$  et  $305\text{nm} < P < 610\mu\text{m}$ . Pour la résonance MIM, la longueur d'onde de résonance du m-ième ordre est dictée par la largeur du ruban  $w$  et l'indice effectif sous les rubans  $n_{\text{eff}}^2 = \epsilon_{\text{GaAs}} \left(1 + \frac{2\delta}{h} - \frac{\epsilon_{\text{GaAs}}}{\epsilon_m}\right) \approx 14.85^3$  :

$$\lambda = \frac{2 n_{\text{eff}} (w + 2\delta)}{m - 1/2} \quad (5.4)$$

Ainsi, pour une résonance MIM à  $3.39 \mu\text{m}$ , les rubans seront de largeur  $w \approx 280\text{nm}$ .

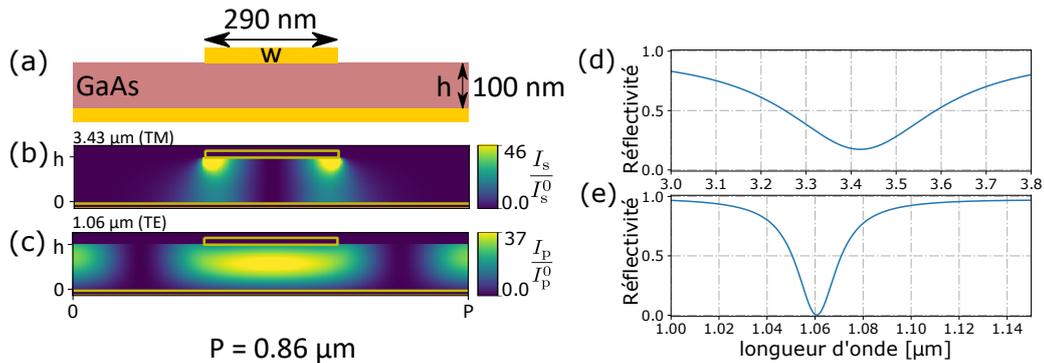


FIGURE 5.2 – Illustration des résultats de la structure MIM-GMR optimisée. (a) Schéma annoté d'une période de la structure MIM-GMR optimisée. (b) Cartographie de l'intensité du champ électrique signal dans la jonction PIN à  $3.43 \mu\text{m}$  en polarisation TM. (c) Cartographie de l'intensité du champ électrique pompe dans la jonction PIN à  $1.06 \mu\text{m}$  en polarisation TE. Spectre de réflectivité de la structure MIM-GMR optimisée (d) pour un faisceau signal polarisé TM et (e) pour un faisceau pompe polarisé TE.

A partir de ces dimensions, l'optimisation sur la figure de mérite nous amène à considérer une structure dont les données sont répertoriées dans le tableau 5.1. Comme attendu, les figures de mérite sont bien plus

TABEAU 5.1 – Paramètres géométrique de la structure MIM-GMR optimisée et figures de mérite associées

P (nm)	W (nm)	H (nm)		F	$F_{\text{foc}}$	G	$G_{\text{foc}}$
860	290	100		127	125	6160	6130

grandes que celles calculées pour les diodes de 1<sup>er</sup> génération. En effet, la figure de mérite F est 4 fois plus grande que précédemment et le gain sur l'absorption à deux photons est 40 fois plus important. De plus, ces valeurs ne sont que très faiblement impactées par les conditions expérimentales avec une perte de l'ordre de 1% seulement contre environ 70% pour la première génération.

Cependant, toute prometteuse qu'elle soit, cette structure souffre d'un problème de fabrication majeur : son épaisseur. En effet, il est extrêmement complexe de fabriquer une diode PIN de  $100\text{nm}$  d'épaisseur. Afin d'obtenir une structure technologiquement viable, il faut alors augmenter l'épaisseur de  $100 \text{ nm}$  environ ce qui est malheureusement incompatible avec la résonance MIM.

### Optimisation d'une structure à nano Fabry-Perot couplés - GMR

En cherchant une astuce pour maintenir de bons facteurs de mérite tout en augmentant l'épaisseur de la jonction, j'ai mis à jour une nouvelle résonance jusqu'alors absente de la littérature : les résonances à nano Fabry-Perot couplés (nFPc). Je ne vais pas entrer ici dans une explication détaillée de la nature et du comportement de ces résonances mais le lecteur trouvera toutes les informations dans la seconde partie de ce manuscrit (voir III).

<sup>3</sup>C. KOEHLIN et al. « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ». *Optics express* 21.6 (2013), p. 7025-7032.

Pour l'étude présente, il nous suffira de savoir que cette résonance découle d'une interférence destructive à trois ondes et est permise par le couplage de deux nano Fabry-Perot (nFP) individuellement en condition de sous-couplage. C'est-à-dire dont les réflectivités individuelles à la résonance restent supérieures à 50%.

Or dans notre cas, un nFP sous-couplé n'est rien d'autre qu'un MIM (voir 3.2.2) dont l'épaisseur d'isolant est trop importante pour permettre un zéro de réflectivité.

Les nFPc sont donc compatibles avec la structuration de nos électrodes. De plus, la répartition des champs électromagnétiques à la résonance d'un nFPc est similaire à celle d'un MIM. Les nFPc sont donc les candidats idéaux pour remplacer les MIM précédemment étudiés.

Comme pour le design des structures précédentes, je commence par un pré-dimensionnement à partir duquel je cherche un maximum des fonctions de mérite. Les nFPc résonnent à des longueurs d'onde proches des deux nFPs dont ils sont issus, je définis donc une structure à partir de celle définie pour le MIM-GMR (voir tableau 5.1) en doublant la structure et en modifiant la taille d'un des deux rubans comme illustré sur la figure 5.3. Après optimisation des paramètres géométriques (voir tableau 5.2), la résonance nFPc est placée en  $3.39\mu\text{m}$  et celle du GMR en  $1.06\mu\text{m}$  permettant d'obtenir la répartition de l'intensité des champs illustrée sur la figure 5.3.

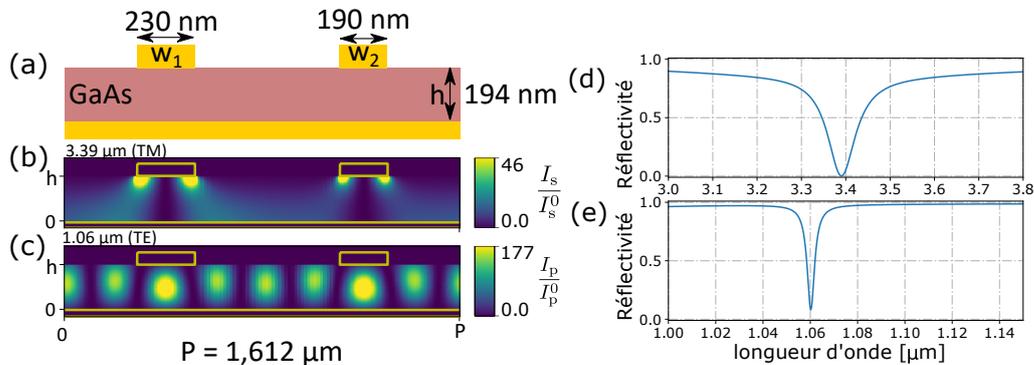


FIGURE 5.3 – Illustration des résultats de la structure bi-résonante nFPc-GMR. (a) Schéma annoté d'une période obtenue à partir du doublement de la structure MIM-GMR. (b) Cartographie de l'intensité du champ électrique signal dans la jonction PIN à  $3.39\mu\text{m}$  en polarisation TM. (c) Cartographie de l'intensité du champ électrique pompe dans la jonction PIN à  $1.06\mu\text{m}$  en polarisation TE. Spectre de réflectivité de la structure nFPc-GMR (d) pour un faisceau signal polarisé TM et (e) pour un faisceau pompe polarisé TE.

Les résultats de cette simulation numérique sont encourageants. En effet, la structure a une épaisseur de jonction de  $190\text{ nm}$  ce qui est suffisant pour être réalisable en salle blanche. De plus, le gain sur l'absorption à deux photons,  $G = 6920$ , est encore plus élevé que celui de la structure MIM-GMR. Cependant, un coup d'œil sur les figures de mérite permet de se rendre compte que quelques problématiques persistent. En premier lieu, la figure de mérite  $F$  n'est globalement que deux fois supérieure à celle de la structure mono-résonante, ce qui laisse craindre un PASRH encore fort. Mais le problème majeur de cette structure est lié à sa sensibilité angulaire. En effet, les deux figures de mérite s'effondrent lorsque les focalisations sont prises en compte.

TABLEAU 5.2 – Paramètres géométrique de la structure nFPc-GMR et figures de mérite associées

P (nm)	$W_1$ (nm)	$W_2$ (nm)	H (nm)	F	$F_{\text{foc}}$	G	$G_{\text{foc}}$
1612	235	195	190	88	43	6920	1200

Ces problèmes sont liés à la distance séparant les deux rubans en or. En effet, la résonance GMR présente des maximums sous les fentes d'air alors que la résonance nFPc n'y est que peu présente. Cependant, les nFPc fonctionnent bien pour de petites périodes et nous verrons (section 8.3) que trois nFP se

couplent deux à deux pour produire deux résonances à des longueurs d'onde proches. Il est donc raisonnable d'imaginer introduire un troisième ruban d'or dans notre période afin d'augmenter les recouvrements de la pompe et du signal.

Après optimisation de cette structure à trois rubans par période, j'obtiens les dimensions et résultats énumérés dans le tableau 5.3. Ces résultats sont calculés pour le même point de fonctionnement que précédemment, c'est-à-dire un signal monochromatique à  $3.39 \mu\text{m}$  et elles présentent déjà une nette amélioration des figures de mérite. En effet, en premier lieu, le nombre de photons pompes orphelins est fortement diminué, ce qui permet d'obtenir les plus hautes valeurs de  $F$  en incidence normale ou en faisceau focalisé. Les gains sur l'absorption à deux photons sont plus faibles que ceux précédemment calculés, surtout en incidence normale. Cela est dû aux faibles intensités locales de l'intensité de pompe. En effet, nous passons de points chauds où l'intensité locale normalisée de pompe atteint 177 pour le "deux rubans" à seulement 7 pour le "trois rubans". Cependant, la stabilité angulaire des résonances permet un gain mesurable de 1810 toujours très supérieur au 40 de la structure mono-résonante.

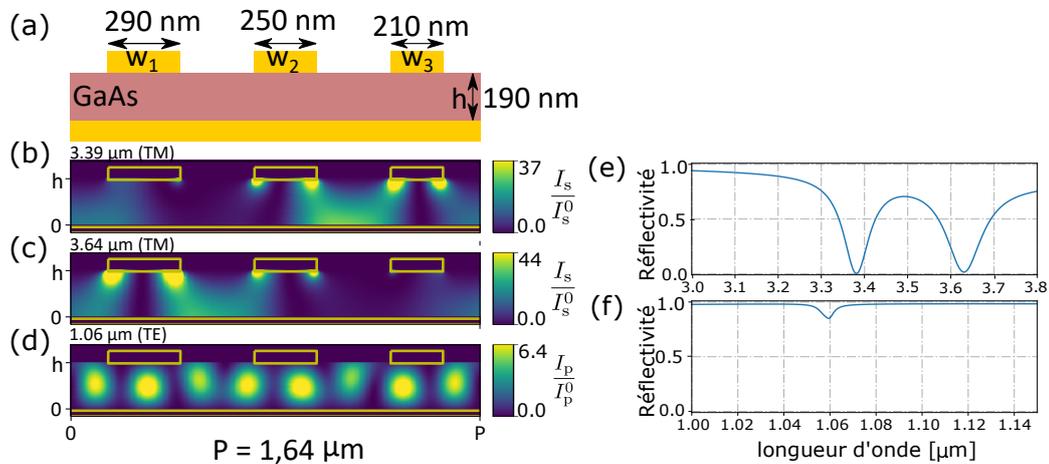


FIGURE 5.4 – Illustration des résultats de la structure bi-résonante nFPC-GMR optimisée. (a) Schéma annoté d'une période. Cartographie de l'intensité du champ électrique signal dans la jonction PIN (b) à  $3.39 \mu\text{m}$  et (c) à  $3.64 \mu\text{m}$  en polarisation TM. (d) Cartographie de l'intensité du champ électrique pompe dans la jonction PIN à  $1.06 \mu\text{m}$  en polarisation TE. Spectre de réflectivité de la structure nFPC-GMR optimisée (e) pour un faisceau signal polarisé TM et (f) pour un faisceau pompe polarisé TE.

De plus, cette structure présente plusieurs opportunités jusqu'alors inexplorées et liées à la double résonance en signal. En effet, un rapide calcul permet d'obtenir l'énergie lumineuse totale qui pénètre dans la diode nanostructurée sous illumination en bande II ( $3$  à  $5 \mu\text{m}$  de longueur d'onde) :

$$E_{\text{in}} = \int_3^5 \frac{hc}{\lambda} (1 - R(\lambda)) d\lambda \quad (5.5)$$

La double annulation de la réflectivité permet à 22,9% de l'énergie lumineuse de la bande II d'entrer dans la diode nanostructurée et de participer à la génération de photocourant NDTPA. A titre de comparaison, la structure mono-résonante ne permettait l'utilisation que de 9% de l'énergie de ce même spectre. Ainsi, en première approximation, nous doublons le photocourant produit par NDTPA lors de la détection de source spectralement large tel un corps noir. Comme le montrent les cartes des intensités à  $3.39 \mu\text{m}$  et  $3.62 \mu\text{m}$ , l'intensité signal est concentré à chaque résonance sous deux rubans parmi trois. Ainsi, nous pouvons imaginer des améliorations du design pour accéder à une mesure bi-spectrale. Il est entendu que ces deux considérations n'ont pas vocation à être mises à profit à court terme, c'est pourquoi je n'en discuterai pas plus en détail immédiatement. Cependant, elles indiquent que, par delà ces figures de mérite intéressantes, cette nanostructure présente des opportunités forte pour le futur.

TABLEAU 5.3 – Paramètres géométriques de la structure nFPc-GMR optimisée et figures de mérite associées

P (nm)	$W_1$ (nm)	$W_2$ (nm)	$W_3$ (nm)	H (nm)	F	$F_{foc}$	G	$G_{foc}$
1640	290	250	210	190	196	172	2420	1810

TABLEAU 5.4 – Comparaison des facteurs de mérite et gains des différentes structures en GaAs

Structures	Mono-résonante	MIM-GMR	nFPc-GMR	nFPc-GMR optimisé
F	35	127	88	196
$F_{foc}$	0.83	125	43	172
G	140	6160	6920	2420
$G_{foc}$	40	6130	2420	1810

### Optimisation de la structure nFPc-GMR en InP

Le changement d'indice de réfraction du semiconducteur impose une modification des paramètres géométriques.

TABLEAU 5.5 – Paramètres géométriques de la structure nFPc-GMR optimisée et figures de mérite associées

P (nm)	$W_1$ (nm)	$W_2$ (nm)	$W_3$ (nm)	H (nm)	F	$F_{foc}$	G	$G_{foc}$
1820	310	270	230	194	121	98	1730	1309

## 5.2 Fabrication des diodes nanostructurées bi-résonante

Comme évoqué au début de ce chapitre, le process de fabrication des diodes nanostructurées de seconde génération suit les mêmes étapes que pour celles de première génération. De ce fait, je ne vais pas revenir sur le détails de chaque étape et ne pointerai que quelques différences.

### 5.2.1 Fabrication des jonctions PIN

L'épithaxie de la jonction en GaAs a été menée par I. Sagnes et son équipe au C2N par MOCVD (voir le tableau 5.6) et celle de la jonction en InP a été faite par ALMAE Technologies à Marcoussis par GSMBE (voir le tableau 5.7).

TABLEAU 5.6 – Couches épithaxiées par MOCVD et leurs paramètres

Couche	Matériau	Dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	Épaisseur (nm)
Contact P	GaAs :Zn	P : $3 \cdot 10^{18}$	40
Zone intrinsèque	GaAs	nid : $1 \cdot 10^{16}$	114
Contact N	GaAs :Si	N : $3 \cdot 10^{18}$	40
Couche d'arrêt 1	Al(86%)GaAs	N : $3 \cdot 10^{18}$	300
Couche d'arrêt 2	GaAs	N : $3 \cdot 10^{18}$	300
Couche d'arrêt 3	Al(86%)GaAs	N : $3 \cdot 10^{18}$	300
Substrat	GaAs	type N	$500 \cdot 10^3$

De façon entièrement analogue aux techniques employées pour les diodes de 1<sup>er</sup> génération (voir chapitre 4.1.2), j'ai clivé les *wafers* en échantillons de  $1\text{cm}^2$  que j'ai ensuite fixés sur du pyrex par collage anodique.

J'ai ensuite entamé la gravure des substrats par polissage mécanique sur des micro-billes de  $1\mu\text{m}$  de diamètre jusqu'à ne conserver qu'environ  $70\mu\text{m}$  d'épaisseur de substrat. J'ai effectué la suite de la gravure du substrat puis des couches d'arrêt par voie chimique en utilisant différentes solutions :

TABLEAU 5.7 – Couches épitaxiées par GMSBE et leurs paramètres

Couche	Matériau	Dopage ( $\text{cm}^{-3}$ )	Épaisseur (nm)
Contact P	InP :Be	P : $1 \cdot 10^{18}$	40
Zone intrinsèque	InP	nid : $1 \cdot 10^{16}$	114
Contact N	InP :Si	N : $1 \cdot 10^{18}$	40
Couche d'arrêt 1	InGaAs	N : $1 \cdot 10^{18}$	300
Couche d'arrêt 2	InP	N : $1 \cdot 10^{18}$	300
Couche d'arrêt 3	InGaAs	N : $1 \cdot 10^{18}$	300
Substrat	InP	type N	$500 \cdot 10^3$

- L'InP est gravé par une solution d'acide chlorhydrique à 37% à la vitesse de 25  $\mu\text{m}/\text{min}$ ,
- L'InGaAs est gravé dans un mélange  $16\text{H}_2\text{O} + 3\text{H}_3\text{PO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$  à la vitesse de 400 nm/min,
- Le GaAs est gravé un mélange  $5\text{NH}_3 + 95\text{H}_2\text{O}_2$  sous agitation à la vitesse de 5  $\mu\text{m}/\text{min}$ ,
- L'AlGaAs est gravé par une solution d'acide chlorhydrique à 37% à la vitesse de 1  $\mu\text{m}/\text{min}$ ,

Une fois la jonction mises à nue, une mesure au DeKtaK permet une mesure de l'épaisseur de la couche :  $h_{\text{InP}} = 170\text{nm} \pm 10\text{nm}$  et  $h_{\text{GaAs}} = 180\text{nm} \pm 10\text{nm}$ . L'épaisseur de la couche de GaAs est proche de celle souhaitée bien que légèrement plus faible, alors que celle de la couche d'InP est bien plus faible que souhaitée. Cependant, une réoptimisation des paramètres géométriques du réseau permet de repositionner les résonances aux longueurs d'onde correctes.

### 5.2.2 Fabrication des nanostructures

L'étape suivante est la fabrication des nanostructures par lithographie électronique, métallisation puis lift-off. Au vu de la sensibilité des résonances de la structure nFPC-GMR avec les paramètres géométriques de la nanostructure, j'ai décidé de fabriquer plusieurs variations de la nanostructure autour des valeurs nominales.

J'ai présenté précédemment dans ce chapitre (voir figure 5.1) le nouveau masque optique que j'ai conçu et réalisé avec N. Bardou au CNRS/C2N qui nous permet de fonctionnaliser 14 lignes de 8 diodes. J'ai décidé de laisser deux lignes sans aucune nanostructure dans le but de les utiliser en tant que témoins d'une part et pour l'étude du PASRH sur des diodes reportées d'autre part. Ainsi, il m'est possible de générer 12 variations géométriques différentes qui seront toutes répétées huit fois afin de palier aux différents aléas de fabrication et de caractérisation. La principale inconnue est l'épaisseur exacte des jonctions épitaxiées, j'ai donc décidé de générer trois structures différentes pour chaque couche optimisée respectivement pour des épaisseurs de 180 nm, 160 nm et 150 nm d'InP et de 190 nm, 180 nm et 170 nm de GaAs. Ensuite, j'ai pris en compte l'incertitude sur les dimensions latérales des rubans qui peuvent être sous-développés ou sur-développés. Ainsi, j'ai décliné chaque structure optimisée en trois variations : une version nominale, une version où chaque largeur de ruban est diminuée de 20 nm et une dernière version où chaque largeur est augmentée de 20 nm.

J'ai utilisé une résine PMMA A5 enduite à 4000 tour/min et une dose de  $800 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Afin de limiter les problèmes de surdose à la jonction entre les nanostructures et la zone de prise de contact, j'ai découpé la surface de la zone de contact (voir figure 5.6). Finalement, j'ai effectué un dépôt métallique de 2 nm de titane et 50 nm d'or puis un lift-off dans le trichloréthylène.

### 5.2.3 Fonctionnalisation des diodes

La conception du nouveau masque optique a été menée de sorte à garder les mêmes trois étapes de fonctionnalisation des diodes que précédemment (voir figure 5.1). L'échantillon est désoxydé dans une solution d'acide chlorhydrique à 9% pendant une minute. Puis, avant chaque enduction de résine photosen-

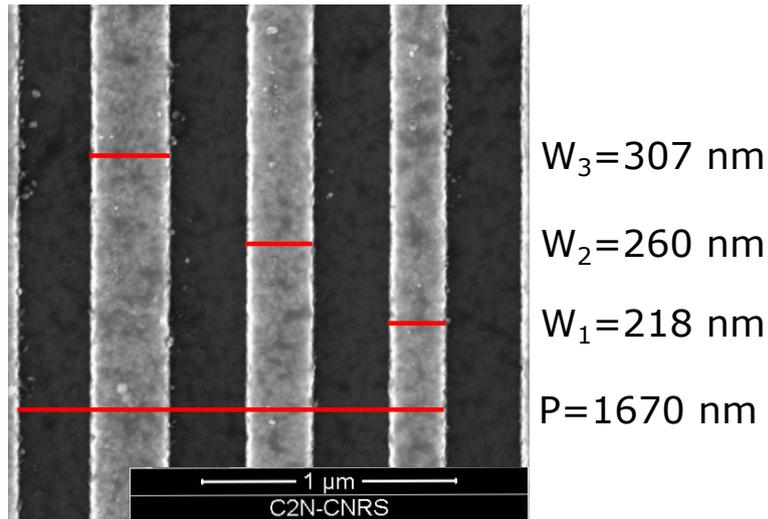


FIGURE 5.5 – Photographie MEB d'une diode en GaAs de la ligne X.

sible, l'échantillon est soumis à un plasma de di-oxygène pendant 1 min. En effet, ce procédé permet une meilleure adhérence des résines.

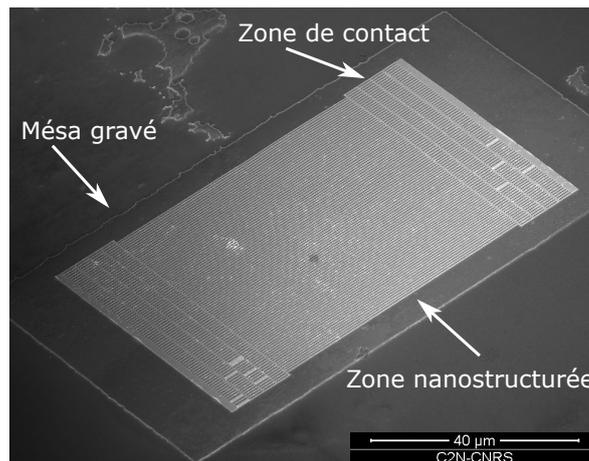


FIGURE 5.6 – Photographie MEB d'une diode en InP après gravure du méso.

La première étape de fonctionnalisation consiste à isoler chaque diode de ses voisins en gravant le semi-conducteur après définition par lithographie optique des mésas. Pour l'InP, j'ai effectué la gravure dans une solution d'acide chlorhydrique à 37% pendant un temps très court. Pour le GaAs, la gravure est effectuée dans un mélange  $16\text{H}_2\text{O} + 3\text{H}_3\text{PO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$  pendant 40s.

L'unique différence avec la méthode employée pour la fabrication des diodes de 1<sup>er</sup> génération est l'utilisation du solvant DMSO pour le lift-off de la résine nLOF2070 qui donne de meilleurs résultats en un temps plus court que l'acétone précédemment utilisé.

### 5.3 Caractérisation des diodes bi-résonantes

La fabrication des derniers échantillon ayant eu lieu au printemps 2018, la caractérisation complète des diodes est encore un travail en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit. M. Dauphin, en stage de fin d'étude, poursuit ce travail expérimental. Je présenterai tout de même ici les premiers résultats de caractérisations électrique et optique pour les diodes en GaAs dont la caractérisation est la plus avancée.

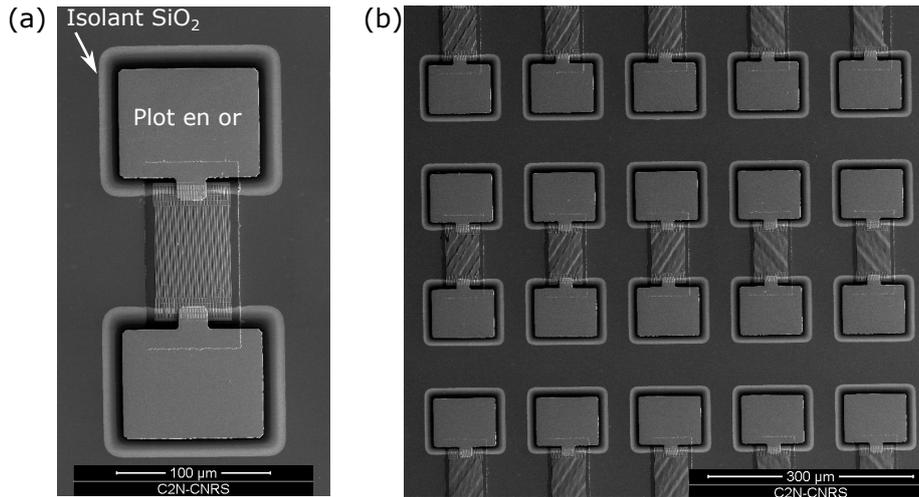


FIGURE 5.7 – Photographie MEB (a) d'une diode nanostructurée en InP et (b) d'un groupe de diodes nanostructurées en GaAs.

### 5.3.1 Caractérisation électrique

La caractérisation électrique des jonctions est toujours la première étape à valider. En effet, nous voulons vérifier que la jonction n'est pas court-circuitée et présente bien une caractéristique de redresseur.

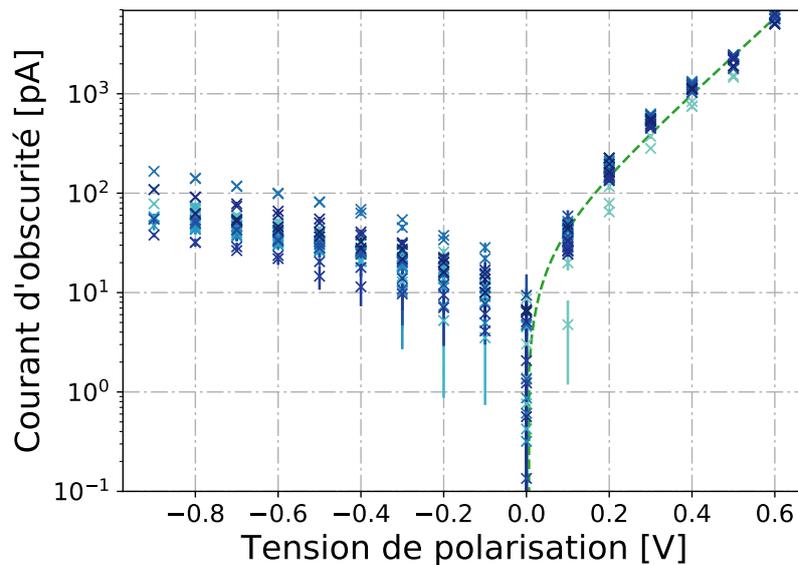


FIGURE 5.8 – Caractéristiques tension-courant dans l'obscurité de 12 diodes en GaAs.

La figure 5.8 présente les caractéristiques tension-courant dans l'obscurité de 12 diodes en GaAs. Le comportement redresseur de la jonction est bien visible montrant que, malgré la très faible épaisseur de la jonction, cette dernière est parfaitement opérationnelle. De plus, il est notable que la dispersion des mesures d'une diode sur l'autre est faible. Les processus de fabrication ne semblent donc pas dégrader la jonction. La régression linéaire tracée en courbe tiretée permet de déterminer  $J_{\text{sat}} = 30 \text{ pA} \pm 2 \text{ pA}$ .

### 5.3.2 Caractérisation optique

J'ai mené une première caractérisation optique à l'aide d'un microscope Hyperion de Bruker. Ce microscope couplé à un FTIR permet de mesurer la réflectivité de dispositif aussi petit que quelques dizaines de micromètres de côté. En premier lieu, une cartographie visible de l'échantillon est effectuée au travers de

l'objectif de type cassegrain du microscope. Une fois les positions des dispositifs repérées et le diaphragme (qui se présente sous la forme de couteaux) réglé aux bonnes dimensions, les spectres de réflectivité de la structure peuvent être mesurés. Pour ce faire, le FTIR est utilisé en source de lumière et l'objectif du microscope sert pour l'illumination et la collecte de la lumière. Cet appareil est remarquablement utile pour la caractérisation de microstructures de petites tailles mais nous savons (voir l'impact de l'illumination sur les mesures dans le chapitre 4.2.2) qu'il faut prêter une attention particulière aux conditions d'illumination. Dans le cas présent, l'objectif catadioptrique présente une occultation au centre de sorte que le faisceau focalisé à incidence normale a une ouverture angulaire de 13° à 26° et est à symétrie de révolution.

J'ai effectué une première mesure de réflectivité sur une diode nue. En effet, la différence d'indice de réfraction entre la couche de semiconducteur et l'air met en place un résonateur de Fabry-Perot dont la longueur d'onde de résonance dépend directement de l'épaisseur de semiconducteur. Ces mesures pour une diode nue en GaAs et une en InP sont présentées sur la figure 5.9 en courbes tiretées. Or ces résultats ne sont pas en accord avec les simulations effectuées avec BMM (courbes oranges). En effet, si la forme générale et la position spectrale des résonances sont en accord, la réflectivité mesurée à la résonance est moins faible qu'attendue (de 20%). Pour corriger le modèle utilisé, j'ai modifié la valeur de la constante diélectrique des deux semiconducteurs en utilisant un modèle d'oscillateurs de Lorentz dont les paramètres sont donnés dans le tableau 5.8 :

$$\epsilon(f) = 1 + \sum_j \frac{\sigma_j * \omega_j^2}{\omega_j^2 - f^2 - i \cdot f \gamma_j} \quad (5.6)$$

TABLEAU 5.8 – Paramètres des oscillateurs de Lorentz pris en compte pour les modélisations des permittivités du GaAs et de l'InP.

Matériau	$\omega$ (THz)	$\sigma$	$\gamma$ (THz)
GaAs	8,13	1,84	1
	725	1,89	60
	780	2	100
	1140	6	300
InP	9,15	2,6	0.5
	772	3	200
	1140	6	250

Les résultats obtenus par ces modèles sont en parfait accord avec les mesures pour des épaisseurs respectives de 175 nm de GaAs et de 157 nm d'InP. Ces couples épaisseurs-constantes diélectriques seront donc employés dans le reste de cette étude.

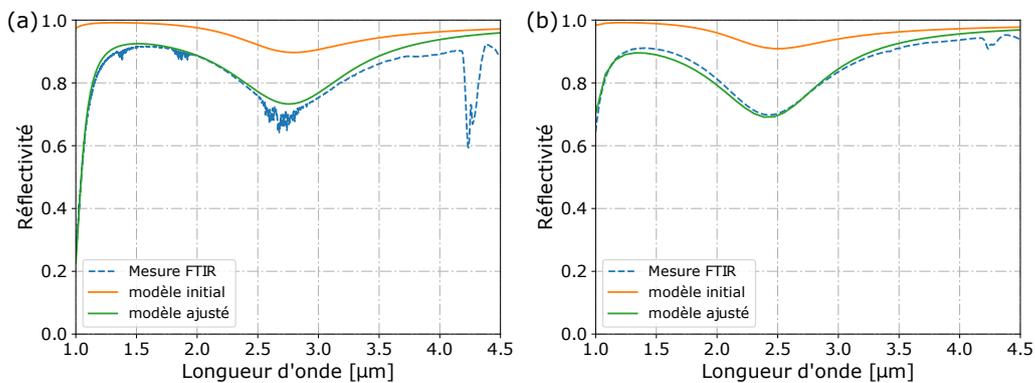


FIGURE 5.9 – Mesures et modèles des spectres de réflectivité des couches épitaxiées (a) en GaAs et (b) en InP.

La figure 5.10 présente les spectres de réflectivité des huit réalisations des nanostructures différentes

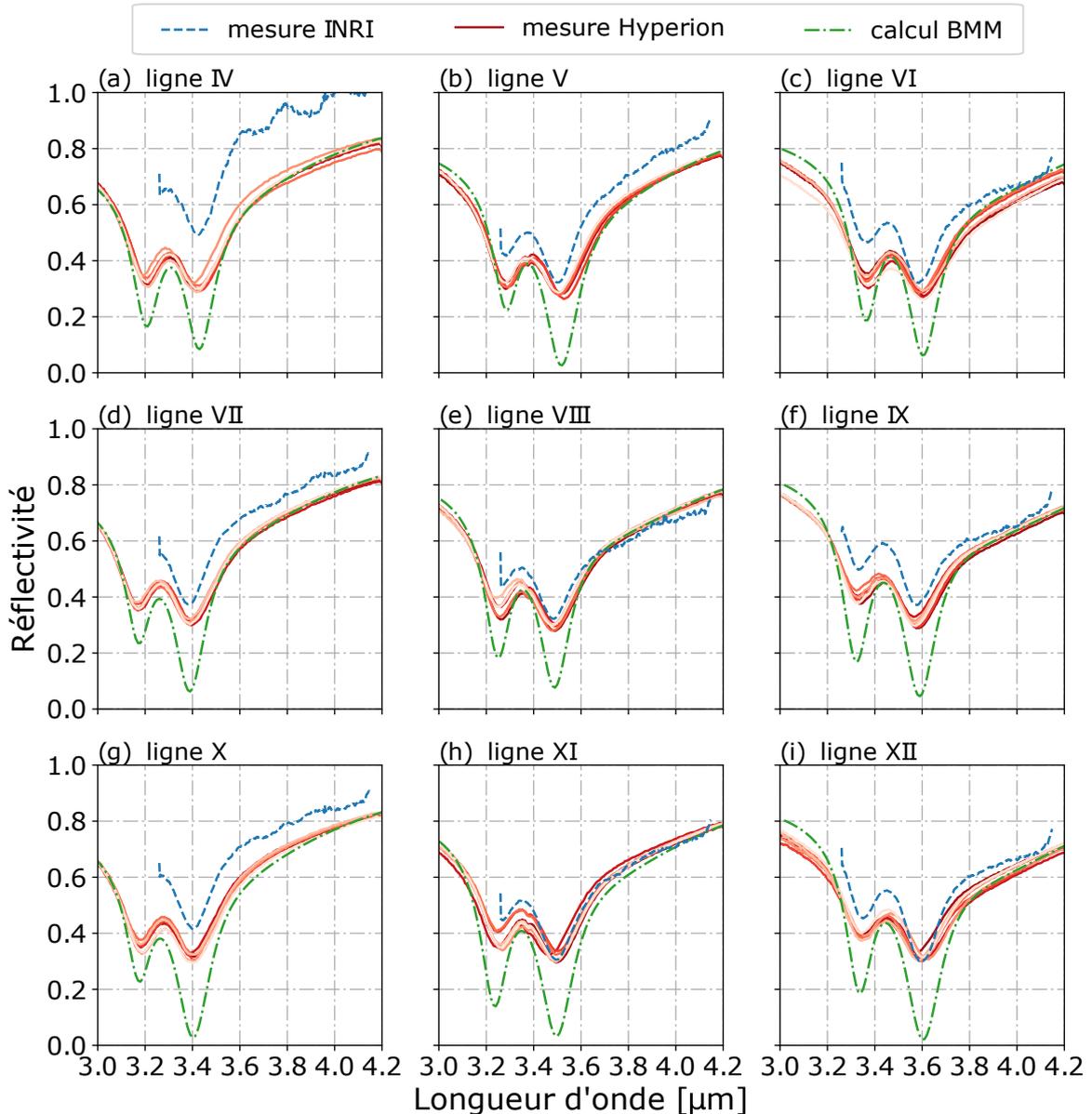


FIGURE 5.10 – Simulations numériques (trait interrompu) et mesures par Hyperion (ligne pleine) et par le banc INRI (ligne tiretée) du spectre de rélectivité des neuf versions de diodes nanostructurées fabriquées.

mesurées par Hyperion (traits pleins). La courbe tiretée est la mesure de rélectivité acquise à l'aide du banc de caractérisation INRI (voir figure 4.13) dédié à l'étude des diodes nanostructurées. Les courbes vertes interrompues présentent les rélectivités théoriques des structures calculées par BMM. De façon générale, chaque résonateur présente deux résonances à des positions spectrales différentes en raison des différences géométriques des réseaux. Les deux mesures présentent les mêmes longueurs d'onde de résonance mais diffèrent légèrement sur les amplitudes et les largeurs à mi-hauteur de ces résonances. De plus, les rélectivités ne descendent pas aussi bas que ce qui était attendu d'après les simulations numériques. Les résonances sont toutes dans la gamme spectrale allant de 3,18 μm à 3,6 μm et sont donc énergétiquement compatibles pour générer du NDTPA avec une pompe à 1,06 μm. De plus, les diodes des lignes VI, VII et X présentent des résonances très proches de 3,39 μm et sont donc compatibles pour une caractérisation avec un laser continu HeNe émettant à cette longueur d'onde.

La simulation numérique avec BMM a été menée pour un faisceau collimaté à incidence normale. La

différence du minimum de réflectivité est ainsi liée à l'illumination focalisée des deux montages de caractérisation. De plus, j'attribue la plus faible largeur à mi-hauteur mesurée sur le banc dédié à sa plus faible ouverture angulaire. La faible différence d'amplitude entre les deux mesures est selon moi liée au manque de précision lors du réglage du bras de mesure en réflectivité du banc INRI. De façon plus surprenante, il a été nécessaire de diminuer, lors du calcul BMM, toutes les largeurs des rubans de 80 nm vis-à-vis des mesures effectuées au MEB afin de retrouver les bonnes longueurs d'onde de résonance. Je n'ai pas d'explication exacte pour ce phénomène mais je soupçonne soit une oxydation d'une fine couche en GaAs soit une erreur dans le modèle du Titane.

## 5.4 Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons commencé par analyser les problèmes rencontrés lors du travail sur les diodes mono-résonantes pour le NDTPA sur les plans de la figure de mérite de la nanostructure, de la fabrication et de la caractérisation. J'ai alors proposé plusieurs solutions afin de définir un nouveau cahier des charges. Ainsi, j'ai défini une nouvelle figure de mérite  $F$  permettant l'optimisation de nanostructure maximisant le NDTPA et minimisant le PASRH sous faisceau collimaté ou focalisé. J'ai imposé une incidence normale des faisceaux pompe et signal pour simplifier la caractérisation et l'utilisation des diodes et j'ai conçu et fabriqué un masque de lithographie optique optimisé pour les besoins des diodes nanostructurées pour le NDTPA.

Dans un second temps, j'ai montré la nécessité de définir une nanostructure bi-résonante pour optimiser le rapport entre les photocourants générés par NDTPA et par PASRH. En m'appuyant sur les nano-résonateurs connus, j'ai ensuite proposé une solution de nanostructures bi-résonantes et l'ai optimisée jusqu'à obtenir un facteur de mérite  $F_{\text{foc}}$  140 fois supérieur et un gain sur le NDTPA  $G_{\text{foc}}$  150 fois supérieur à ceux des diodes de première génération dans les conditions de caractérisation. Cependant, cette solution n'a pas été retenue en raison d'une trop grande difficulté de fabrication et j'ai été amené à développer une autre architecture bi-résonnante basée sur un nouveau type de nano-résonateur : les nano Fabry-Perot couplés. Ces résonateurs nFPc, dont les caractéristiques seront développées en troisième partie de ce manuscrit, m'ont permis de concevoir une nanostructure très prometteuse avec  $F_{\text{foc}} = 172$  et  $G_{\text{foc}} = 1810$  qui sont respectivement 190 et 45 fois supérieurs à ceux de la diode mono-résonante.

Enfin, après avoir rapidement présenté quelques améliorations du process de fabrication de ces diodes en salle blanche, j'ai montré les premiers résultats de caractérisations électrique et optique des diodes en GaAs. Ces résultats, bien que prometteurs, demandent encore à être complétés par des mesures de photocourants NDTPA. Ces caractérisations optoélectroniques des diodes bi-résonantes en GaAs et en InP sont en cours et font l'objet du travail de stage de M. Dauphin.

En parallèle de ce travail de caractérisation, de nombreux travaux sont encore à mener à court terme pour faire mûrir la filière de détection infrarouge à température ambiante. En effet, le principal verrou technologique reste, selon moi, le photocourant généré par PASRH. En effet, nos connaissances sur ce phénomène sont encore très parcellaires et ne permettent pas de définir de stratégie claire pour diminuer son impact. Cependant, j'ai pris soin de fabriquer des diodes nues sur les lignes I et XIV des échantillons afin de pouvoir mener des campagnes de caractérisation du PASRH sur des diodes reportées. Un banc est en cours de montage puis il s'agira d'utiliser des sources accordables pour mesurer le photocourant produit en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente, de sa polarisation ainsi que de la température de la diode. Ces données ainsi que leur comparaison entre le GaAs et l'InP devraient permettre des choix plus éclairés lors des futurs développements.

## Troisième partie

# Nano Fabry-Perot couplés : nano-résonateurs plasmoniques à hauts facteur de qualité

Nous quittons maintenant le sujet de l'absorption à deux photons pour se concentrer pleinement sur les résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc). Nous avons déjà rencontré ce nouveau résonateur dans le chapitre précédent (voir 5.1.2) où il nous a permis d'augmenter l'épaisseur de semiconducteur de nos diodes nanostructurées.

Comme nous le verrons en détail dans cette seconde partie, les nFPc sont des nano-résonateurs composites, c'est-à-dire composé d'au moins deux résonateurs nano Fabry-Perot individuels. Le couplage de ces nano-résonateurs entraîne une interférence destructive à trois ondes qui piège la lumière.

Afin d'étudier ce phénomène, nous allons dans un premier temps nous intéresser à un système théoriquement simple, le système double-sillons. Nous pourrions ainsi écrire un modèle analytique de la résonance et faire ressortir les paramètres clés de son dimensionnement. Nous étudierons ensuite les systèmes multi-rubans équivalents. Cette seconde technologie, plus simple à fabriquer, nous permettra de tester expérimentalement les résonances nFPc. Finalement, dans un dernier chapitre, nous chercherons à pousser le concept des nFPc aussi loin que possible au travers de systèmes en deux dimensions ou de systèmes composites mêlant nFPc et nFP classique.



## Chapitre

# 6

# Étude théorique du système à deux sillons

## Sommaire

6.1 Rappel sur les résonateurs nano Fabry-Perot sillons . . . . .	77
6.2 Modèle analytique simple des nano Fabry-Perot couplés bi-sillons . . . . .	80
6.3 Discussion sur le design des structures et modèle analytique complet des nFPc bi-sillons . . .	85

L'objet de ce chapitre est l'étude théorique des résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc) sur des systèmes à deux sillons par période. Dans un premier temps, j'introduirai, en quelques points clefs, le fonctionnement connu des nano Fabry-Perot. Dans un second temps, je présenterai les caractéristiques du nouveau résonateur nFPc composé de deux nFP sous-couplés. A l'aide d'un modèle analytique simple, j'expliquerai son comportement par un couplage entre les deux nFP individuels. Finalement, je conclurai ce chapitre en présentant le modèle complet du nFPc bi-sillon et donnerai quelques règles de design.

## 6.1 Rappel sur les résonateurs nano Fabry-Perot sillons

Le nano résonateur sillon a été étudié de façon approfondie durant les dernières années<sup>1</sup>. C'est un résonateur Fabry-Perot (FP) vertical<sup>2</sup>, géométriquement défini par sa largeur  $w$  et sa profondeur  $h$ , qui résonne à la longueur d'onde :

$$\lambda_r \simeq 2hn_{\text{eff}} \text{ avec } n_{\text{eff}} = \sqrt{1 + \frac{2\delta}{w} - \frac{1}{\epsilon_m}} \quad (6.1)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur de peau du métal et  $\epsilon_m$  la constante diélectrique du métal. En effet, sous illumination à  $\lambda_r$  en polarisation TM, les deux murs métalliques du sillon sont porteurs de plasmons de surface. A condition que le sillon soit suffisamment fin, les plasmons interagissent entre eux, modifiant localement l'indice de réfraction à l'intérieur de la fente. Ainsi, une surface de réfraction est créée à l'ouverture du sillon servant de miroir d'entrée au FP. Comme tout résonateur FP, le sillon sera au couplage critique avec l'espace libre lorsque son impédance de sortie sera telle qu'il y a accord d'intensité entre les ondes réfléchies à l'entrée du résonateur et les ondes ressortant du résonateur permettant ainsi une interférence destructive totale. Dans le cas des sillons, l'impédance de sortie est commandée par l'indice effectif dans le guide qui est fonction de la largeur du sillon.

En résumé, un résonateur sillon est un nano Fabry-Perot vertical dont la longueur d'onde de résonance est dictée par sa profondeur et dont l'impédance de sortie (donc son couplage critique avec l'environnement extérieur) est conditionnée par sa largeur<sup>3</sup>.

Nous étudierons désormais la répétition périodique du sillon selon une direction de sorte à pouvoir définir la réflectivité de la structure (voir Figure 6.1) à l'aide de BMM. Afin de représenter l'influence de

<sup>1</sup>P. BOUCHON. « Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2011 ; H.T. MIYAZAKI et al. « Squeezing visible light waves into a 3-nm-thick and 55-nm-long plasmon cavity ». *Physical Review Letters* 96.9 (2006), p. 97401 ; J. LE PERCHEC et al. « Why metallic surfaces with grooves a few nanometers deep and wide may strongly absorb visible light ». *Physical Review Letters* 100.6 (2008), p. 66408.

<sup>2</sup>C. FABRY et al. « Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle ». *Ann. Chim. Phys* 16.7 (1899), p. 115.

<sup>3</sup>J.A. PORTO et al. « Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits ». *Physical Review Letters* 83.14 (1999), p. 2845-2848 ; P. BOUCHON et al. « Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators ». *Applied Physics Letters* 98 (2011), p. 191109.

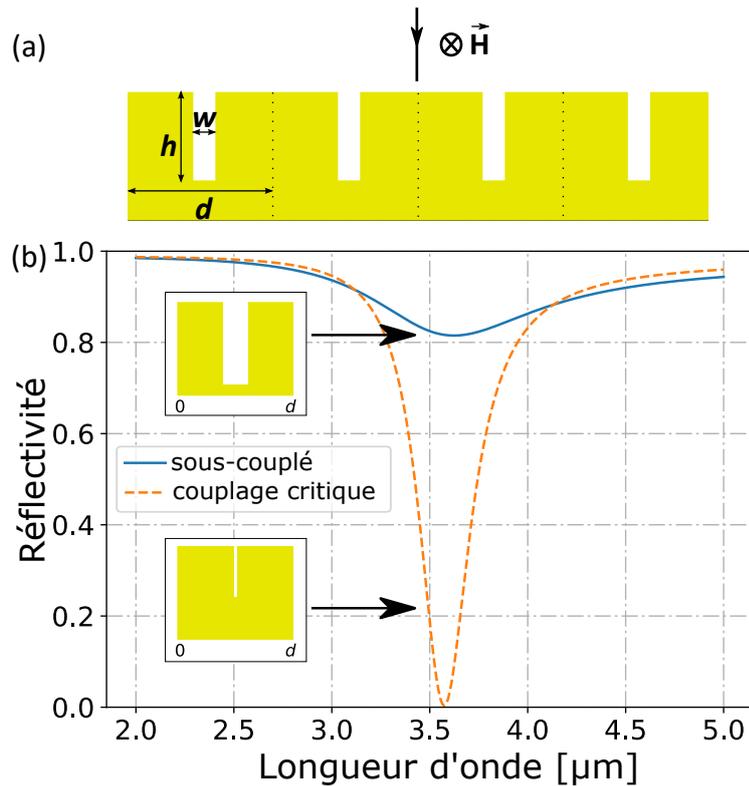


FIGURE 6.1 – (a) Représentation graphique du système sillon infiniment périodique illuminé à incidence normale par une onde polarisée TM. Les sillons sont définis par trois dimensions géométriques : la période  $d$ , la largeur  $w$  et la profondeur  $h$ . (b) Spectre de la réflectivité d'une structure sillon sous-couplée (courbe pleine) définie par  $w = 200$  nm,  $h = 700$  nm et d'une structure au couplage critique (courbe tiretée) définie par  $w = 21$  nm,  $h = 440$  nm. Les deux réseaux sont de période  $d = 1$   $\mu\text{m}$  et présentent une résonance à  $\lambda_r = 3.6$   $\mu\text{m}$ . A la résonance, la réflectivité de la structure sous-couplée est supérieure à 80% alors qu'elle atteint 0% en condition de couplage critique.

l'impédance de sortie du résonateur, nous comparons les réflectivités de deux structures sillons résonantes à 3.6  $\mu\text{m}$  de même périodicité  $d = 1$   $\mu\text{m}$ . La première, définie par  $w = 200$  nm et  $h = 700$  nm, présente une faible chute de réflectivité atteignant 80% à la résonance : le sillon est sous-couplé avec l'espace libre. Comme le montre le zéro de réflectivité de la seconde structure, il est nécessaire de diminuer la largeur du sillon jusqu'à  $w = 21$  nm afin d'accroître l'indice effectif et d'atteindre le couplage critique. Notons que la profondeur de la seconde structure est ajustée à  $h = 440$  nm afin d'avoir la résonance à 3.6  $\mu\text{m}$ .

Nous pouvons modéliser analytiquement le comportement du résonateur à l'état stationnaire illuminé en polarisation TM en utilisant les coefficients de Fresnel et de propagations scalaires illustrés sur la figure 6.2. En effet, le sillon fonctionne tel un guide supportant, à la résonance, un unique mode de propagation<sup>4</sup>. Ainsi, l'étude modale de notre étude se réduit aux interactions entre deux modes : le mode dans l'espace libre et celui dans le sillon. De ce fait, tous les coefficients utiles de transmissions et réflexions de Fresnel et les coefficients de propagations sont des scalaires. De plus, le modèle analytique du sillon ne nécessite l'étude que de deux interfaces et un unique coefficient de propagation :

1. La première interface, noté A/B sur le schéma 6.2, est celle du miroir d'entrée du FP. On y définit 4 coefficients :
  - $r_{AA}$  le coefficient de réflectivité du mode incident dans l'espace libre sur lui-même. C'est-à-dire la part d'énergie qui ne rentre pas dans le sillon

<sup>4</sup>P. LALANNE et al. « One-mode model and Airy-like formulae for one-dimensional metallic gratings ». *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2 (2000), p. 48.

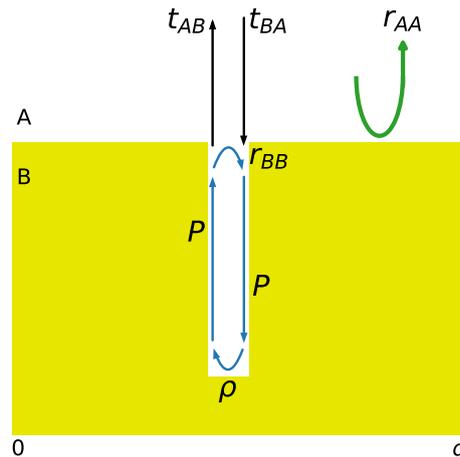


FIGURE 6.2 – Représentation graphique du nFP sillon et des coefficients utilisés dans le modèle analytique. Tout les termes de réflectivités ( $r_{AA}$ ,  $r_{BB}$  et  $\rho$ ), et de transmission ( $t_{AB}$  et  $t_{BA}$ ) sont des éléments scalaires issus des matrices S du système.  $P$  est l'élément de propagation du mode au sein du sillon.

- $t_{BA}$  le coefficient de transmission du mode incident vers le mode dans le sillon. C'est-à-dire la part d'énergie qui entre dans le sillon.
  - $r_{BB}$  le coefficient de réflectivité du mode dans le sillon sur lui-même. C'est-à-dire la part d'énergie qui, après avoir tourné dans le résonateur, ne ressort pas du sillon.
  - $t_{AB}$  le coefficient de transmission du mode dans le sillon vers le mode dans l'espace libre. C'est-à-dire la part d'énergie qui, après avoir tourné dans le résonateur, fuit du sillon.
2. La seconde interface est celle au fond du sillon. Un unique coefficient de réflexion, du mode du sillon sur lui-même, y est défini :  $\rho$ . Notons que la partie réelle de ce coefficient sera proche de 1 en raison de l'épaisseur d'or sous le sillon qui est très supérieure à l'épaisseur de peau du métal.
  3. Le coefficient de propagation  $P$  décrit la propagation de la lumière dans le guide qu'est le sillon et s'écrit donc de façon classique :  $P = \exp(in_{\text{eff}}h)$ .

A partir de ces coefficients, nous pouvons écrire l'équation décrivant le champs  $G$ , en haut du sillon juste avant de rejoindre le miroir d'entrée à l'état stationnaire :

$$G = (G \cdot r_{BB} + t_{BA}) \cdot P \cdot \rho \cdot P$$

ce qui, après résolution, s'écrit :

$$G = \frac{t_{BA}\rho P^2}{1 - \rho r_{BB}P^2}$$

La réflectivité de la structure s'écrit alors comme la somme de deux ondes : celle qui n'est jamais entrée dans le sillon et celle qui fuit du sillon :

$$R = |r_{AA} + G t_{AB}|^2 \tag{6.2}$$

Nous retrouvons bien ici l'équation typique d'une interférence à deux ondes telle que celle qui régit la réflectivité d'un FP macroscopique. Le nFP fonctionne donc bien de façon équivalente au FP macroscopique et est au couplage critique (c'est-à-dire présentera une annulation de réflectivité) lorsque l'interférence entre les deux ondes est destructive. Cela est possible sous deux conditions :

- (i) l'accord d'impédance du nFP :  $|r_{AA}| = |G t_{AB}|$ ,
- (ii)  $r_{AA}$  et  $G t_{AB}$  doivent être en opposition de phase.

Il est possible de combiner plusieurs sillons aux couplages critiques au sein d'une même période. En raison de la nature locale des résonances, les sillons vont alors chacun résonner à leur longueur d'onde

critique propre, indépendamment les uns des autres. Cependant, la modification du miroir d'entrée peut affecter le couplage de chacun des résonateurs individuels avec l'espace libre; ce qui peut modifier la valeur de la réflectivité aux résonances. Ainsi, il est possible de combiner plusieurs sillons pour obtenir un gabarit spectral correspondant globalement au produit des gabarits individuels<sup>5</sup>.

Pour conclure ces rappels, il est bon de lister les avantages et inconvénients des résonateurs sillons. Les sillons sont compacts, permettant d'en combiner un nombre important au sein de la même période, et présentent des résonances très peu sensibles à l'angle d'incidence. Ils sont donc d'excellents candidats pour de nombreuses applications telles que l'émission thermique<sup>67</sup>, la détection infrarouge<sup>8</sup> ou la détection d'espèces chimiques ou biologiques<sup>9</sup>. Cependant, ces résonances ont de faibles facteurs de qualité. En effet, comme tout résonateur plasmonique métallique, la dissipation dans le métal maintient le facteur de qualité en dessous de  $20^{10}$ . De plus, les rapports d'aspect ( $h/w$ ) sont typiquement supérieurs à 10, rendant leur fabrication complexe<sup>11</sup>.

## 6.2 Modèle analytique simple des nano Fabry-Perot couplés bi-sillons

Si la littérature est riche d'études sur les sillons au couplage critique, l'étude de leur comportement en condition de sous-couplage semble avoir été délaissée. Or, comme nous allons le démontrer dans cette section, sous certaines conditions, les nanoFP sous-couplés peuvent interagir les uns avec les autres et former ensemble un nouveau résonateur composite capable d'atteindre le couplage critique avec l'espace libre.

Je vais étudier une structure périodique composée de deux résonateurs sillons sous couplés de profondeurs différentes. Nous avons vu dans l'étude précédente sur les sillons (voir 6.1) que la réflectivité de la combinaison de résonateurs est le produit des réflectivités de chaque sillon, pour peu que l'on prenne garde à conserver les mêmes miroirs d'entrée. Ainsi, si chacun des sillons est fortement sous-couplé (c'est-à-dire de réflectivité supérieure à 80% par exemple), nous sommes en droit de penser que la réflectivité de la structure composée ne sera jamais inférieure à ces mêmes 80%. Or, comme l'illustre la figure 6.3, la combinaison de plusieurs sillons sous-couplés peut présenter des résultats tout à fait surprenants.

La figure 6.3 présente les réflectivités respectives de deux nFP sillon de période  $d = 1 \mu\text{m}$  (courbes pointillées). Les sillons sont de largeur identique  $w = 300 \text{ nm}$  mais de profondeurs respectives  $h^{(1)} = 620 \text{ nm}$  et  $h^{(2)} = 550 \text{ nm}$ . Ces deux résonateurs sont fortement sous-couplés avec  $R \geq 85\%$  à leur longueur d'onde de résonance respective  $\lambda_r^{(1)} = 3.2 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_r^{(2)} = 2.8 \mu\text{m}$ .

La structure composée est représentée dans l'insert de la figure 6.3. Elle est de période  $2d$  de sorte à ne pas modifier les miroirs d'entrée de chaque sillon. Contrairement à toute attente, sa réflectivité s'annule à  $\lambda_r = 3.6 \mu\text{m}$  avec un facteur de qualité de 50, ce qui est quatre fois supérieur au  $Q=11$  du nFP au couplage critique de la figure 6.1.

Une observation de la répartition de l'intensité du champs  $|E_x|^2$  à la résonance (voir figure 6.4) montre que l'onde est concentrée dans les deux sillons. Le décalage spectral de la résonance vis-à-vis des résonances des sillons individuels et la répartition du champs dans les deux sillons laissent à penser que les deux sillons se couplent pour former un nouveau système.

<sup>5</sup>KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination »; Y. CUI et al. « Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers ». *Laser & Photonics Reviews* 8.4 (2014), p. 495-520.

<sup>6</sup>K. IKEDA et al. « Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 021117.

<sup>7</sup>H.T. MIYAZAKI et al. « Thermal emission of two-color polarized infrared waves from integrated plasmon cavities ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 141114.

<sup>8</sup>M.W. KNIGHT et al. « Photodetection with Active Optical Antennas ». *Science* 332.6030 (2011), p. 702.

<sup>9</sup>A. CATTONI et al. «  $\lambda/3$  Plasmonic Nanocavities for Biosensing Fabricated by Soft UV Nanoimprint Lithography ». *Nano Letters* 11.9 (2011), p. 3557-3563; A. DHAWAN et al. « Narrow groove plasmonic nano-gratings for surface plasmon resonance sensing ». *Optics Express* 19.2 (2011), p. 787-813.

<sup>10</sup>KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

<sup>11</sup>BOUCHON, « Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques ».

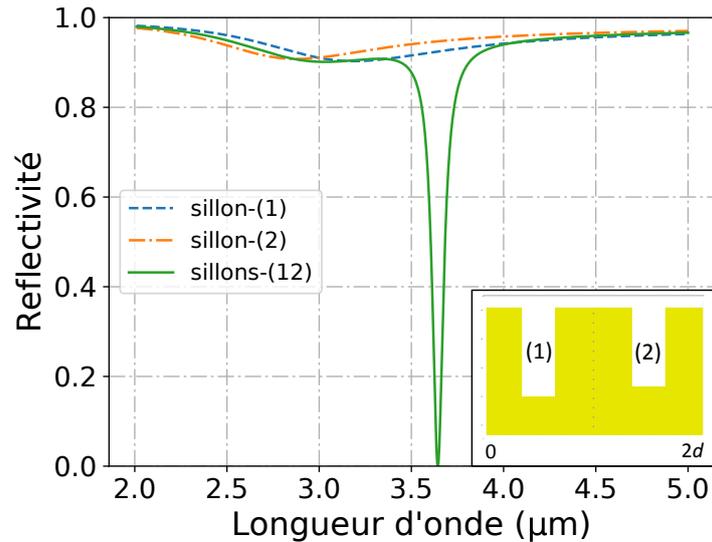


FIGURE 6.3 – Comparaison des spectres de réflectivité de deux structures sillons en condition de sous-couplage et du système bi-sillon composé des deux nFP susmentionnés. Les deux sillons [respectivement nommés (1) et (2)] sont définis par  $d = 1 \mu\text{m}$ ,  $w = 300 \text{nm}$  et des profondeurs respectives  $h^{(1)} = 620 \text{nm}$  et  $h^{(2)} = 550 \text{nm}$ . La réflectivité des deux résonateurs est supérieure à 85% à leur résonance respective. Le spectre en réflectivité de la structure bi-sillon, représentée en insert, présente une différence importante et inattendue. Elle s'annule en  $\lambda_r = 3.6 \mu\text{m}$  et a un facteur de qualité 4 fois supérieur au facteur de qualité d'une structure sillon au couplage critique (voir figure 6.1).

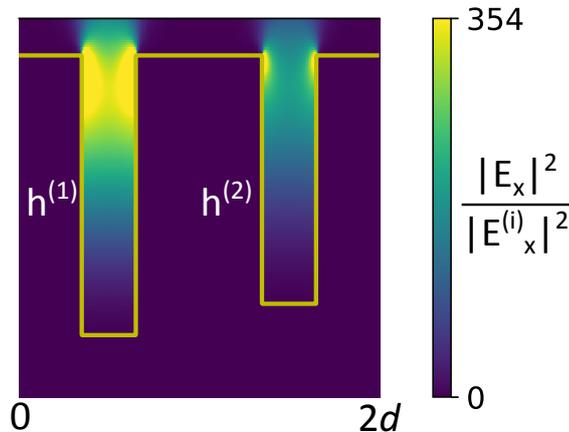


FIGURE 6.4 – Répartition de l'intensité du champs  $|E_x|$  à la résonance ( $\lambda_r = 3.6 \mu\text{m}$ ) dans le nFPc sous incidence nulle et en polarisation TM. L'onde est concentrée dans les deux sillons alors qu'ils ne résonnent pas individuellement à cette longueur d'onde.

Pour expliquer ce comportement, nous avons écrit un modèle analytique basé sur les mêmes principes que ceux utilisés dans le paragraphe précédent. Après vérification de l'hypothèse d'un unique mode propagatif dans chacun des sillons à l'aide de BMM, nous pouvons écrire les coefficients de réflexion, de transmission et de propagation illustrés sur la figure 6.5 sous forme de termes scalaires. Par construction, les miroirs d'entrées des deux nFP sont identiques ce qui impose que les coefficients de réflexion et de transmission soient les même pour les deux sillons.

La seule différence entre ce nouveau modèle analytique et la combinaison de sillons au couplage critique, étudiée précédemment (6.1), est l'ajout des termes  $t_{\text{BB}}$ . Ils représentent les termes de couplages entre les deux sillons, c'est-à-dire la part du rayonnement qui en sortant d'un résonateur rentre dans l'autre. Nous nommerons donc ce résonateur composé de nFP couplés entre eux un résonateur nano Fabry-Perot couplés (nFPc).

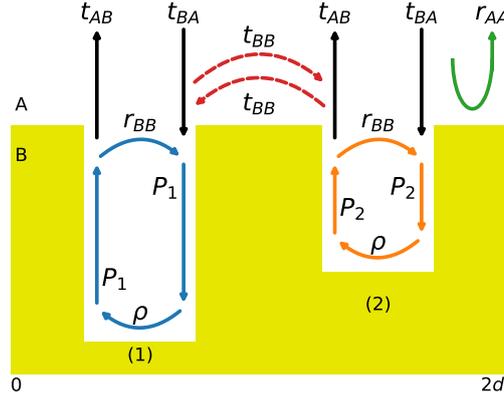


FIGURE 6.5 – Représentation graphique du nFPc bi-sillons et des coefficients utilisés dans le modèle analytique. Tous les termes de réflectivité ( $r_{AA}, r_{BB}$  et  $\rho$ ), et de transmission ( $t_{AB}, t_{BA}$  et  $t_{BB}$ ) sont des éléments scalaires issus des matrices S du système.  $P_1$  et  $P_2$  sont les éléments de propagation des modes au sein du sillon (1) et (2) respectivement.

A partir de ces coefficients, et de façon en tout point similaire au cas du sillon simple (voir l'équation 6.2) nous pouvons écrire la réflectivité de la structure à l'état stationnaire comme la somme de trois termes :

$$R = |r_{AA} + G_1 t_{AB} t_{BA} + G_2 t_{AB} t_{BA}|^2 \quad (6.3)$$

avec  $G_1$  et  $G_2$  les termes de boucles des sillons (1) et (2) définis par le couple d'équation croisé :

$$\begin{cases} G_1 = (G_1 r_{BB} + t_{BA} + G_2 t_{BB}) P_1^2 \rho \\ G_2 = (G_2 r_{BB} + t_{BA} + G_1 t_{BB}) P_2^2 \rho \end{cases} \quad (6.4)$$

La résolution du système à deux équations et deux inconnues permet de découpler les deux termes :

$$\begin{cases} G_1 = \frac{\rho P_1^2 [1 + \rho P_2^2 (t_{BB} - r_{BB})]}{(1 - \rho r_{BB} P_1^2) (1 - \rho r_{BB} P_2^2) - t_{BB}^2 \rho^2 P_1^2 P_2^2} \\ G_2 = \frac{\rho P_2^2 [1 + \rho P_1^2 (t_{BB} - r_{BB})]}{(1 - \rho r_{BB} P_1^2) (1 - \rho r_{BB} P_2^2) - t_{BB}^2 \rho^2 P_1^2 P_2^2} \end{cases} \quad (6.5)$$

Comme le montre la figure 6.6.a, notre modèle décrit complètement le comportement du résonateur tel que calculé par BMM. Le seul terme introduit dans notre modèle vis-à-vis de deux sillons indépendants est  $t_{BB}$  et son annulation nous ramène bien au cas étudié dans la section précédente (voir l'équation 6.2).

Ainsi, c'est bien un couplage entre les deux résonateurs qui permet l'annulation de la réflectivité. De plus, notre modèle permet de comprendre que cette annulation est due à une interférence destructive à trois ondes. En effet,  $r_{AA}$  est de phase et d'amplitude constantes sur la gamme  $3 \mu\text{m}$  à  $5 \mu\text{m}$ . L'interférence à trois ondes peut donc s'écrire sous deux conditions :

- (i)  $|G_1 t_{AB} t_{BA}|$  et  $|G_2 t_{AB} t_{BA} + r_{AA}|$  doivent être égaux,
- (ii)  $G_1 t_{AB} t_{BA}$  et  $G_2 t_{AB} t_{BA} + r_{AA}$  doivent être en opposition de phase.

La condition d'accord en amplitude (i) est atteinte à  $\lambda_r = 3.6 \mu\text{m}$  et à  $\lambda = 2.5 \mu\text{m}$ , mais la condition de phase n'est, elle, valide qu'à la position du zéro de réflectivité.

Plusieurs informations peuvent être tirées de ces équations. En premier lieu, la différence entre les deux profondeurs est nécessaire à la résonance; dans le cas contraire l'équation 6.3 se réduit à  $R = |r_{AA} + 2G_1 t_{AB} t_{BA}|^2$  et l'unique solution revient à avoir le sillon au couplage critique. Ensuite, nous voyons que les deux termes  $G_1$  et  $G_2$  ont le même dénominateur qui présente un pôle complexe à la résonance; ce qui y explique leurs fortes amplitudes.

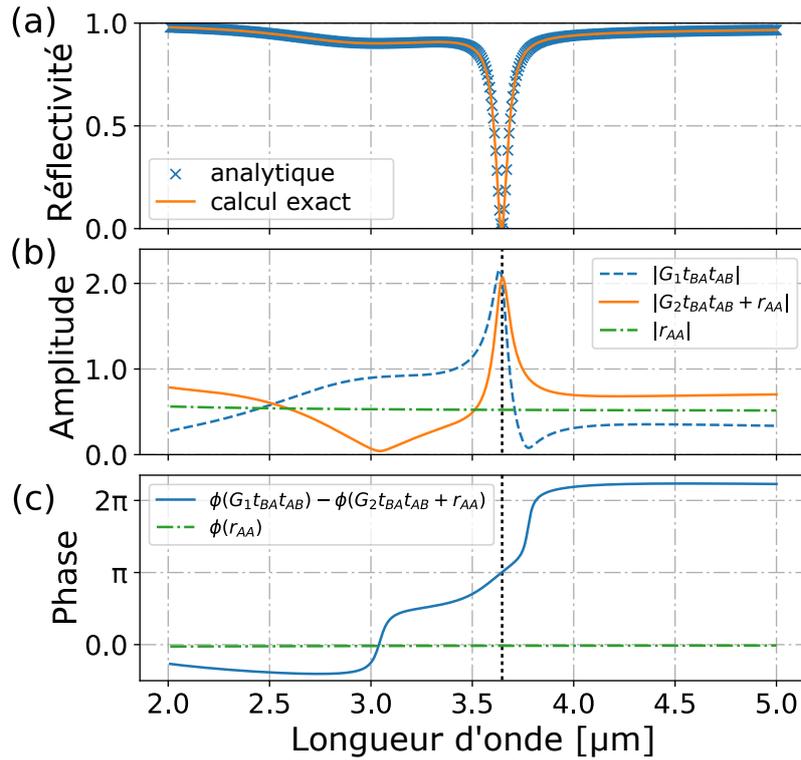


FIGURE 6.6 – (a) Comparaison de l'évolution spectrale de la réflectivité de la structure nFPc calculée par BMM (ligne pleine) et calculée par l'équation analytique (croix). Évolution spectrale de (b) l'amplitude et (c) la phase des trois termes présents dans l'équation de la réflectivité (voir l'équation 6.3). La réflectivité du miroir d'entrée  $r_{AA}$  reste constant en phase et en amplitude sur la gamme spectrale de  $2\ \mu\text{m}$  à  $5\ \mu\text{m}$ . A la résonance, les deux conditions de l'interférence destructive sont remplies : la différence de phase vaut  $\pi$  et les amplitudes sont égales.  $G_1$  et  $G_2$  sont tous deux maximaux à proximité de la résonance en raison de leur dénominateur commun.

Finalement, nous avons vu que la modification de la seule largeur des fentes permet de placer chaque sillon individuel en condition de sous-couplage avec l'espace libre et d'introduire une interaction entre eux. Nous allons donc suivre en détail l'évolution du système à deux nFP indépendants au système à deux nFP couplés. La figure 6.7 montre l'évolution de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de la largeur des sillons pour une structure (a) sillon classique et (b) bi-sillons.

Au premier abord, on retrouve l'évolution connue pour le sillon simple qui passe continument d'un état au couplage critique à un état de sous-couplage lorsque la largeur augmente. A partir de  $w = 100\ \mu\text{m}$ , la réflectivité ne descend plus sous les 80%. On remarque aussi le décalage spectral de la résonance d'autant plus rapide que la largeur est faible, ce qui est dû à l'évolution de l'indice effectif avec  $w$  :  $n_{\text{eff}} = \sqrt{1 + \frac{2\delta}{w} - \frac{1}{\epsilon_m}}$ . Une comparaison avec la figure 6.7.(b) montre que pour une largeur inférieure à  $100\ \mu\text{m}$ , la structure bi-sillon se comporte comme deux résonateurs indépendants.

Cependant, pour des épaisseurs supérieures, une seule résonance subsiste et reste au couplage critique : c'est la résonance du nFPc. Du point de vue du modèle, lorsque  $w$  augmente, la réflexion  $r_{BB}$  diminue pendant que le terme de couplage  $t_{BB}$  augmente. Ainsi, il est possible de se représenter l'évolution comme suit : quoique les sillons soient individuellement de plus en plus fuyants, rendant le couplage critique impossible, la lumière sortant d'un sillon est de plus en plus facilement récupérée par l'autre permettant au piège optique de se maintenir.

De plus, cette résonance s'affine avec la largeur et reste globalement stable spectralement. En effet, on retrouve sur le graphique 6.7.c l'évolution du facteur de qualité du simple nFP et du nFPc avec la largeur des sillons. Le facteur de qualité du nFPc augmente continument jusqu'à dépasser 75 pour des fentes de  $600\ \text{nm}$  de largeur pour notre exemple. Ces facteurs de qualité sont largement supérieurs à ceux atteignables

pour les nFP classiques<sup>12</sup> et ne représentent pas une limite absolue.

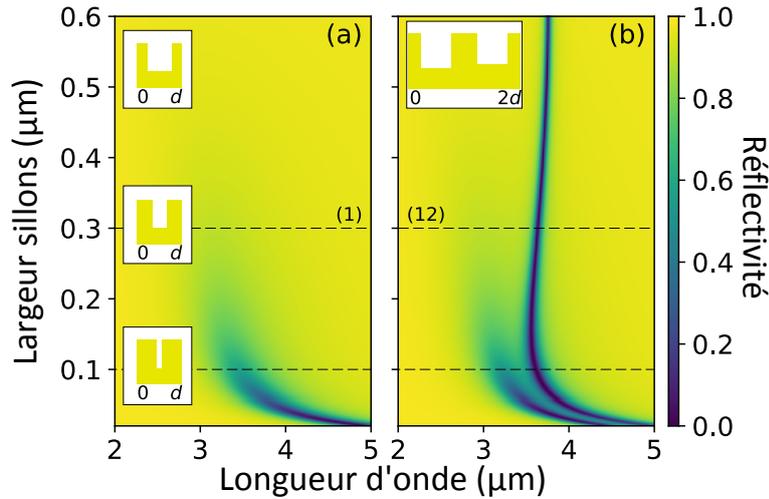


FIGURE 6.7 – Diagramme de la réflectivité des structures (a) nFP sillon (de profondeur  $h^{(1)}$ ) et (b) nFPc bi-sillon avec la largeur des sillons  $w$  sur la plage spectrale de 2  $\mu\text{m}$  à 5  $\mu\text{m}$ . Les lignes tiretées mettent en évidence la zone de couplage critique des nFP sillon ( $w < 100\text{ nm}$ ) et le cas des exemples spécifiques étudiés précédemment dans ce chapitre ( $w = 300\text{ nm}$ ).

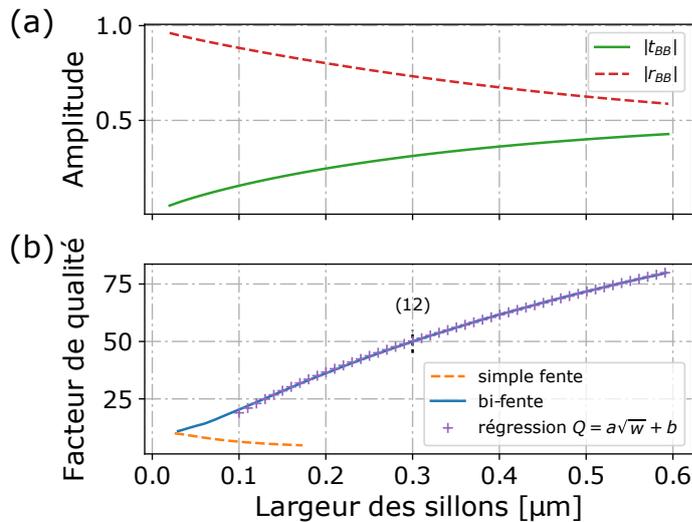


FIGURE 6.8 – (a) Évolution de l'amplitude des coefficients  $r_{BB}$  (courbe tiretée) et  $t_{BB}$  (courbe pleine) avec la largeur des deux sillons du nFPc. Plus les sillons sont larges, plus les FP fuient et plus l'amplitude du terme de couplage augmente. (b) Évolution du facteur de qualité des résonateurs simple sillon (courbe tiretée) et nFPc bi-sillon (courbe pleine) avec la largeur des sillons. Le facteur de qualité du nFPc augmente continuellement avec  $w$  suivant une loi en racine carrée.

Une dernière étude intéressante est celle de la stabilité de la résonance avec l'angle d'incidence de la lumière. En effet, une grande stabilité de la longueur de résonance permettrait l'utilisation de la structure sous illumination focalisée. La figure 6.9 montre que la résonance est globalement stable. De façon plus quantitative, nous pouvons mesurer que la longueur d'onde de résonance se déplace de moins d'une demi-largeur à mi-hauteur pour un angle d'incidence inférieur à  $15^\circ$  et d'une largeur complète pour un angle inférieur à  $22^\circ$ . La structure pourra donc être utilisée sans que la résonance ne soit fortement modifiée pour des faisceaux focalisés d'ouverture numérique inférieure à 0,25.

<sup>12</sup>KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

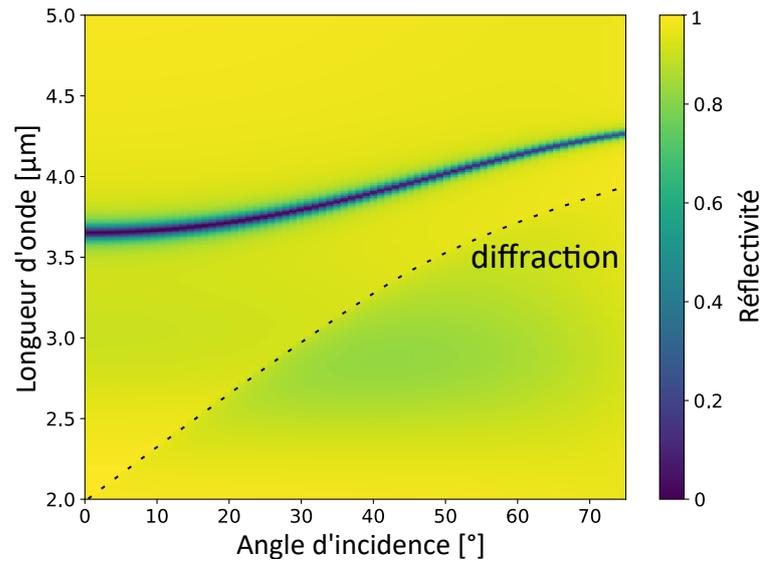


FIGURE 6.9 – Diagramme de réflectivité du résonateur nFPc en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. L'annulation de la réflectivité est maintenue à tout angle mais la longueur d'onde de résonance ne reste stable que jusqu'à 15°. Il est donc envisageable d'utiliser les nFPc pour des expériences sous faisceaux focalisés ayant des ouvertures numériques inférieures à 0,25.

Les nFPc sillon présentent donc des spécificités particulièrement intéressantes. Tout d'abord, les rapports d'aspect typique des sillons pour les nFPc sont de 2, ce qui est bien plus petit que ceux des nFP sillon classiques typiquement supérieurs à 10. La fabrication s'en trouve simplifiée. Ensuite, comme la longueur d'onde de résonance est dictée par la profondeur des sillons alors que le facteur de qualité est dirigé par leur largeur, il est possible de choisir *ab initio*, de façon indépendante, la longueur d'onde de résonance et le haut facteur de qualité souhaité. Finalement, les nFPc présentent l'opportunité de concevoir des nFP multi-miroirs. En effet, l'ingénierie du couplage entre les nFP, qui n'avait jusqu'alors pas été exploré, permet d'imaginer des nanostructures avec les mêmes propriétés que celles des FP macroscopiques.

### 6.3 Discussion sur le design des structures et modèle analytique complet des nFPc bi-sillons

La procédure d'optimisation d'un nFPc pour une longueur d'onde  $\lambda_c$  et un facteur de qualité  $Q$  est simple. La première étape est de définir une première approximation des grandeurs géométriques, en commençant par la largeur des sillons pour obtenir le facteur de qualité  $Q$ . Pour cela, nous n'avons pas de règle universelle mais dans le cas d'une structure en or et sillon d'air, une première approximation tirée des régressions faites précédemment donne :

$$w \simeq \left( \frac{Q+24}{135} \right)^2 [\mu\text{m}] \quad (6.6)$$

Ensuite, intervient la définition de la période totale  $D$  qui doit vérifier deux règles : il faut conserver  $D < \lambda_c$  pour ne pas avoir diffraction de la lumière à l'interface espace libre/or et avoir  $20w \gtrsim D \gtrsim 3w$  afin de se placer dans un cas où le couplage est certain. Finalement, il faut définir les profondeurs des deux sillons. Comparé aux deux nFP qui le composent, le nFPc résonne à une longueur d'onde légèrement plus grande. Ainsi, nous allons commencer par définir la profondeur du sillon le plus profond en utilisant l'équation approximée du Fabry-Perot :

$$\lambda_c \simeq 2nh^{(1)} \quad (6.7)$$

La profondeur du second sillon est alors choisie légèrement plus faible que  $h^{(1)}$  :  $h^{(2)} \simeq 0.9h^{(1)}$  de sorte à obtenir un couplage. Commence alors la seconde étape, qui consiste en l'optimisation de la structure dans cet ordre :

- Si la réflectivité de la structure ne s'annule pas, il faut optimiser le couplage en modifiant la profondeur  $h^{(2)}$ , tout en veillant à garder  $h^{(2)} < h^{(1)}$ .
- Si le zéro de réflectivité n'est pas placé en  $\lambda_c$ , il faut ajouter un même  $\Delta h$  à  $h^{(1)}$  et  $h^{(2)}$ . De façon logique,  $\Delta h$  positif (resp. négatif) augmente (resp. diminue) la longueur d'onde de résonance.
- Si le facteur de qualité est trop loin de celui souhaité, il faut modifier  $w$ . Attention cependant à ne calculer le facteur de qualité qu'après avoir atteint le couplage critique.

La section précédente nous a permis de comprendre le fonctionnement général et les propriétés remarquables des nFPc au travers d'une étude simplifiée. En effet, plusieurs paramètres non évoqués peuvent être utilisés pour optimiser le couplage entre les résonateurs et obtenir le couplage critique. Il est suffisant de définir deux sillons sous-couplés résonants à des longueurs d'ondes différentes mais dont les résonances se recouvrent. Ainsi, il est par exemple possible d'utiliser deux sillons de même profondeur et de changer le matériau dans l'un ou les deux sillons pour optimiser le couplage. La largeur de chaque sillon individuel et la répartition des sillons dans la période sont aussi des paramètres géométriques utilisables pour l'optimisation. Ainsi, dans le cas général nous ne pouvons plus supposer l'égalité de deux à deux des termes  $r_{BB}^{(1)}, r_{BB}^{(2)}, \rho^{(1)}, \rho^{(2)}, t_{BB}^{(1)}, t_{BB}^{(2)}, t_{AB}^{(1)}, t_{AB}^{(2)}$  et  $t_{BA}^{(1)}, t_{BA}^{(2)}$ . Ce qui revient, après résolution, au système d'équations suivant :

$$\begin{cases} R = |r_{AA} + G_1 t_{AB}^{(1)} + G_2 t_{AB}^{(2)}|^2 \\ G_1 = \frac{\rho^{(1)} P_1^2 [t_{BA}^{(1)} + \rho^{(2)} P_2^2 (t_{BB}^{(1)} t_{BA}^{(2)} - r_{BB}^{(2)} t_{BA}^{(1)})]}{(1 - \rho^{(1)} r_{BB}^{(1)} P_1^2) (1 - \rho^{(2)} r_{BB}^{(2)} P_2^2) - t_{BB}^{(1)} t_{BB}^{(2)} \rho^{(1)} \rho^{(2)} P_1^2 P_2^2} \\ G_2 = \frac{\rho^{(2)} P_2^2 [t_{BA}^{(2)} + \rho^{(1)} P_1^2 (t_{BB}^{(2)} t_{BA}^{(1)} - r_{BB}^{(1)} t_{BA}^{(2)})]}{(1 - \rho^{(1)} r_{BB}^{(1)} P_1^2) (1 - \rho^{(2)} r_{BB}^{(2)} P_2^2) - t_{BB}^{(1)} t_{BB}^{(2)} \rho^{(1)} \rho^{(2)} P_1^2 P_2^2} \end{cases} \quad (6.8)$$

## Conclusion

J'ai commencé ce chapitre par quelques rappels sur les résonateurs Fabry-Perot sillons. J'ai entre autres expliqué que ces résonateurs ne peuvent atteindre le couplage critique (c'est-à-dire un zéro de réflectivité) que pour des largeurs de sillons très fines et que, dans ces conditions, plusieurs cavités placées dans une même période n'interfèrent pas l'une avec l'autre. J'ai ensuite mis en évidence une nouvelle résonance, très piquée, qui apparaît lorsque deux sillons de profondeurs légèrement différentes et sous-couplés (c'est-à-dire de largeurs trop importantes) sont placés dans une même période. J'ai alors présenté un modèle analytique, introduisant un couplage entre les deux cavités et expliquant cette résonance par une interférence destructive à trois ondes. J'ai alors étudié les propriétés de ce nouveau résonateur que j'ai nommé résonateur nano Fabry-Perot couplés (nFPc). Parmi celles-ci, deux points clés ressortent de cette étude : la longueur d'onde de résonance du nFPc est directement liée à la profondeur du sillon le plus profond, et son facteur de qualité peut être choisi *ab initio* par la largeur des fentes. Finalement, j'ai présenté le modèle complet du résonateur nFPc bi-sillon prenant en compte tous les paramètres géométriques modifiables de la structure. Ce travail a donné lieu à une publication dans le journal *Optics Letters* en 2017<sup>13</sup>.

<sup>13</sup>B. FIX et al. « High-quality-factor double Fabry-Perot plasmonic nanoresonator ». *Optics Letters* 42.24 (déc. 2017), p. 5062-5065.

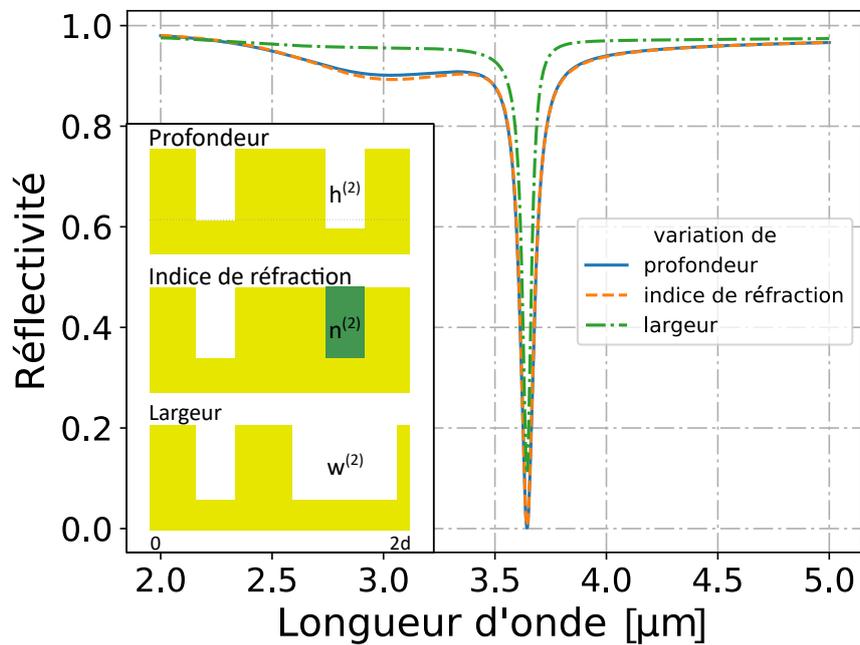


FIGURE 6.10 – Spectre en réflectivité de trois structures nFPC optimisées pour résonner à la même longueur d'onde à l'aide de trois variations géométriques différentes. Le premier sillon ( $h = 550$  nm et  $w = 300$  nm) est identique dans les trois structures. Le couplage entre les sillons est obtenu par (courbe pleine) une variation de profondeur  $h^{(2)} = 620$  nm, (courbe tiretée) une variation d'indice de réfraction  $n^{(2)} = 1.36$ , (courbe pointillée) une variation de largeur  $w^{(2)} = 800$  nm.



# Chapitre 7

## Étude de structures avec combinaisons de plusieurs nFPc

### Sommaire

7.1 Structure à trois sillons couplés . . . . .	89
7.2 De nouvelles opportunités pour l'ingénierie du couplage . . . . .	91
7.3 Structures à quatre sillons . . . . .	92
7.4 Structures mixtes nFP et nFPc : exemple d'un gabarit spectral de coupe bande . . . . .	94

Etant acquis que deux nano Fabry-Perot (nFP) peuvent se coupler localement pour former un nouveau résonateur, la curiosité pousse à ajouter d'autres nFP à la structure dans l'espoir de générer d'autres paires couplées et donc d'autres résonances.

Dans ce chapitre, j'étudierai différentes combinaisons de nano Fabry-Perot couplés (nFPc) afin de générer des gabarits spectraux variés. Je commencerai par introduire le système à trois sillons. La section suivante sera consacrée à un exemple d'ingénierie du couplage par la modification de l'espace intermédiaire entre les sillons. Je continuerai par la présentation rapide des combinaisons à quatre sillons puis finirai par un exemple de combinaison entre nFPc et nFP. Ce chapitre présentera ainsi les caractéristiques les plus intéressantes de ces structures complexes et permettra à chacun d'imaginer d'autres gabarits spectraux accessible.

### 7.1 Structure à trois sillons couplés

Dans cette section, nous allons étudier une structure tri-sillons, c'est-à-dire une structure périodique à trois sillons en condition de sous-couplages. Dans le chapitre précédent, nous avons en effet vu, à l'aide d'un modèle analytique, que deux cavités Fabry-Perot, individuellement sous-couplées avec l'espace libre, peuvent former un résonateur nFPc au couplage critique ( $R=0$ ) avec des caractéristiques intéressantes. Je vais donc étudier dans cette section le comportement de ce système plus complexe composé de trois cavités.

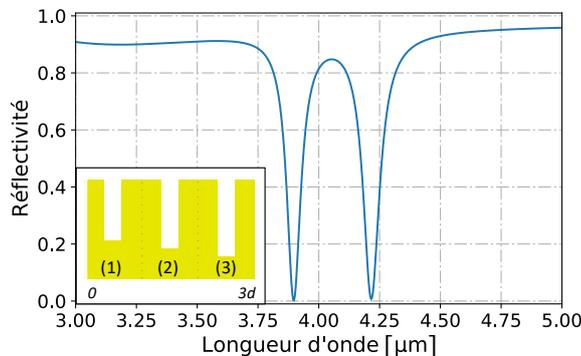


FIGURE 7.1 – Spectre de réflectivité du système nFPc tri-sillons représenté en insert. Le spectre présente deux résonances  $\lambda_1 = 3.88 \mu\text{m}$  et à  $\lambda_2 = 4.20 \mu\text{m}$  avec des facteurs de qualité respectifs de  $Q = 53$  et  $Q = 46$ . Ainsi, le nFPc tri-sillon permet deux résonance de type nFPc.

La structure tri-sillons (123) étudiée dans la suite est définie par trois sillons de même largeur  $w = 300 \text{ nm}$  et de profondeurs respectives  $h^{(1)}$ ,  $h^{(2)} = h^{(1)} + \Delta h$  et  $h^{(3)} = h^{(2)} + \Delta h$ . Afin de garder les mêmes

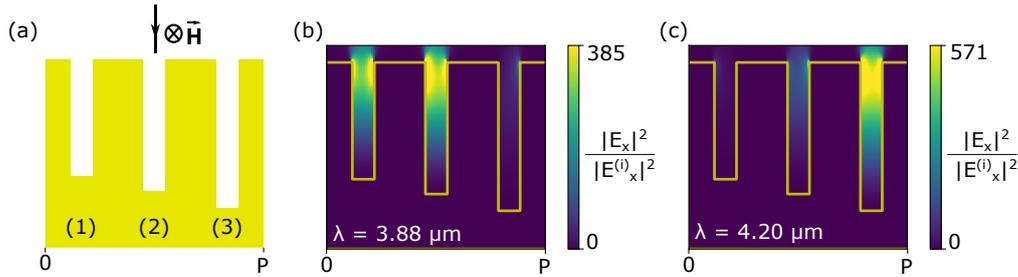


FIGURE 7.2 – (a) Schéma d'une période de la structure nFPc tri-sillon (123). Étude de la répartition de l'intensité du champs  $|E_x|$  aux deux longueurs de résonance : (b) à  $\lambda_1 = 3.88\mu\text{m}$ , les deux sillons de plus faible profondeur résonnent alors que (c) à  $\lambda_2 = 4.20\mu\text{m}$ , ce sont les deux sillons de plus grande profondeur qui résonnent.

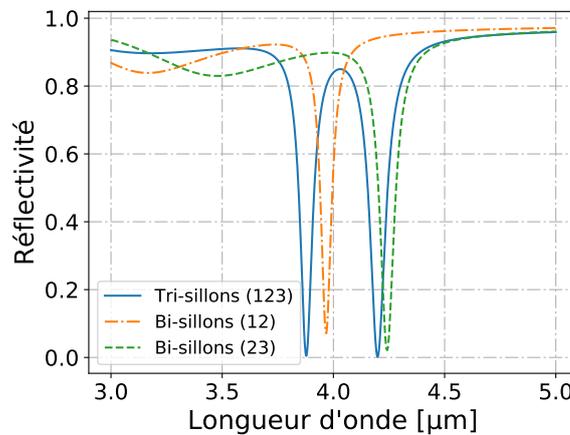


FIGURE 7.3 – Comparaison des spectres de réflectivité du nFPc tri-sillon (123) (ligne pleine) et des deux nFPc bi-sillons (12) et (23) (lignes tiretées) toutes de même période de  $3\mu\text{m}$ . La forte similitude entre les résonances bi-sillons et chacune des résonances du tri-sillons tant du point de vue de l'allure général que des positions spectrales montre que le couplage est, au premier ordre, un couplage deux à deux des cavités. Cependant, les couplages ne résonnent pas exactement aux mêmes longueurs d'onde, preuve que l'hypothèse à deux cavités n'est pas totalement suffisante.

caractéristiques du miroir d'entrée, nous prendrons une période de  $3d = 3\mu\text{m}$  au sein de laquelle les sillons sont équirépartis. En premier lieu, nous pouvons noter que cette structure est invariante vis-à-vis des permutations circulaires des trois sillons. L'ordre des sillons dans la période est donc sans conséquence.

La figure 7.1 montre la réflectivité de la structure tri-ruban défini par  $h^{(1)} = 550\text{nm}$ ,  $h^{(2)} = 620\text{nm}$  et  $h^{(3)} = 700\text{nm}$ . Le spectre de réflectivité présente deux résonances de haut facteur de qualité ( $Q = 53$  et  $Q = 46$  respectivement) marquées par des zéros de réflectivité à  $\lambda_1 = 3.88\mu\text{m}$  et à  $\lambda_2 = 4.20\mu\text{m}$ . La présence de deux résonances sur le système à trois cavités laisse penser que les cavités se couplent deux à deux indépendamment. Une visualisation de la concentration du champs  $|E_x|$  aux deux longueurs d'onde de résonance (voir figure 7.2) permet de confirmer partiellement cette hypothèse. En effet, la résonance à  $\lambda_1 = 3.88\mu\text{m}$  met en jeu les deux sillons de plus faibles profondeurs (1) et (2) alors que celle à  $\lambda_2 = 4.20\mu\text{m}$  met en jeu les deux sillons de plus grandes profondeurs (2) et (3). Cependant, aux deux résonances, une faible part du champ est tout de même présente dans le troisième sillon.

En effet, les sillons (1) et (2) forment un nFPc qui résonne à  $\lambda_1$  et les sillons (3) et (2) forment un second nFPc qui résonne à  $\lambda_2$ . Les deux résonances présentent des facteurs de qualités proche de 52 tel que prévu par l'équation 6.6.

La figure 7.3 présente la comparaison des spectres de réflectivité de la structure tri-sillons avec ceux des structures nFPc bi-sillons (12) et (23) de période  $3\mu\text{m}$ . La première constatation est que les deux résonateurs bi-sillons sont bien des nFPc au couplage critique ou proche. Les résonances du nFPc tri-sillons et celles des deux nFPc bi-sillons sont spectralement proches mais pas exactement aux mêmes longueurs d'ondes.

Ainsi, les deux résonances du nFPc tri-sillons sont chacune principalement issue d'un coulage entre deux cavités nFP tel qu'étudié dans le chapitre précédent (6).

## 7.2 De nouvelles opportunités pour l'ingénierie du couplage

Nous avons vu précédemment que plusieurs paramètres géométriques permettent l'ingénierie du couplage entre les sillons comme la profondeur, l'indice de réfraction ou la largeur des sillons.

Mais il est aussi plus intéressant de se demander si l'interface entre les sillons joue un rôle majeur dans le couplage des résonateurs. En effet, ce sont les interfaces les plus accessibles une fois l'échantillon fabriqué ce qui peut présenter des intérêts pour diverses applications.

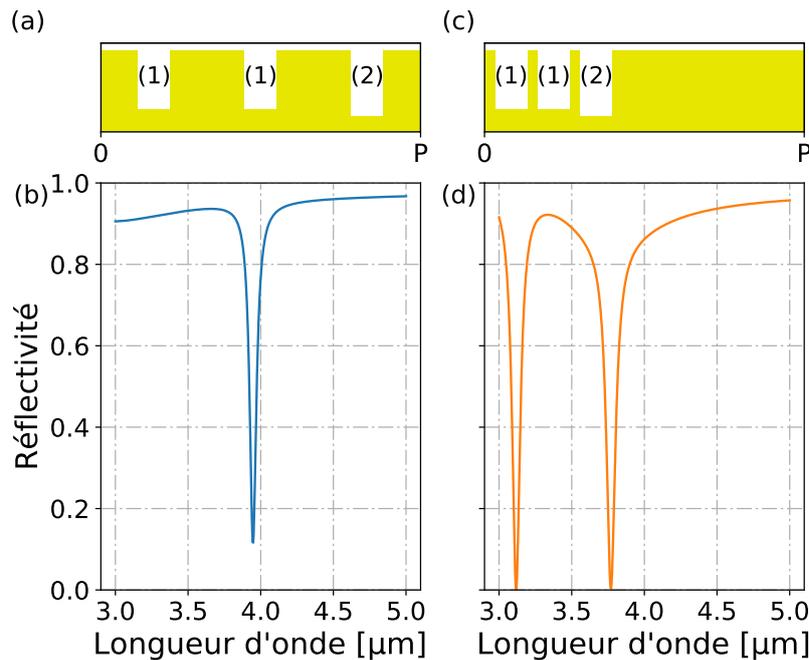


FIGURE 7.4 – (a) Schéma de la structure nFPc tri-sillons dégénérés équi-répartis. (b) Spectre de réflectivité de la structure nFPc tri-sillons dégénérés équirépartis. Une seule résonance de type nFPc à  $\lambda = 3.94 \mu\text{m}$  est visible. (c) Schéma de la structure nFPc tri-sillons dégénérés rapprochés. L'espace métallique séparant les sillons est de 100 nm, ce qui est grand devant l'épaisseur de peau de l'or (20 nm). (d) Spectre de réflectivité de la structure nFPc tri-sillons dégénérés rapprochés. Dans cette configuration, les couplages respectifs entre chacun des sillons A et le sillon B ne sont plus équivalents. Ainsi, deux résonances nFPc existent à  $\lambda = 3.12 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 3.77 \mu\text{m}$ .

La mise en place du résonateur tri-sillons permet justement quelques tests qui étaient impossibles avec le bi-sillons. En effet, prenons le cas d'un résonateur tri-sillons dégénéré, c'est-à-dire dont les deux premiers sillons sont identiques avec les caractéristiques géométriques du sillon (1) et le troisième sillon diffère par sa profondeur de 640 nm de sorte à avoir un système au couplage critique. Nous gardons, comme cela a toujours été le cas jusque là, l'équi-répartition de nos sillons dans la période (c'est-à-dire de sorte à avoir la même surface de métal entre chaque sillon). Le spectre de ce résonateur illuminé sous incidence normale, présenté sur la figure 7.4, est similaire à celui du résonateur (12) : une seule résonance de même facteur de qualité. La seule différence majeure entre les deux résonances est une translation de  $\Delta\lambda_c = 300 \text{ nm}$  de la longueur d'onde de la résonance que l'on peut attribuer à la différence de période des systèmes.

Cependant, si l'on vient modifier la distance entre les sillons, nous brisons la symétrie centrale et obtenons des résultats différents. La figure 7.4, montre aussi l'évolution du spectre de la réflectivité de la structure précédente modifiée de sorte à avoir des murs d'or de 100 nm entre chaque sillon. Nous y voyons deux couplages critiques du résonateur avec l'espace libre comme si celui-ci était composé de trois sillons différents. L'épaisseur des murs est toujours très supérieure à l'épaisseur de peau dans l'or empêchant le

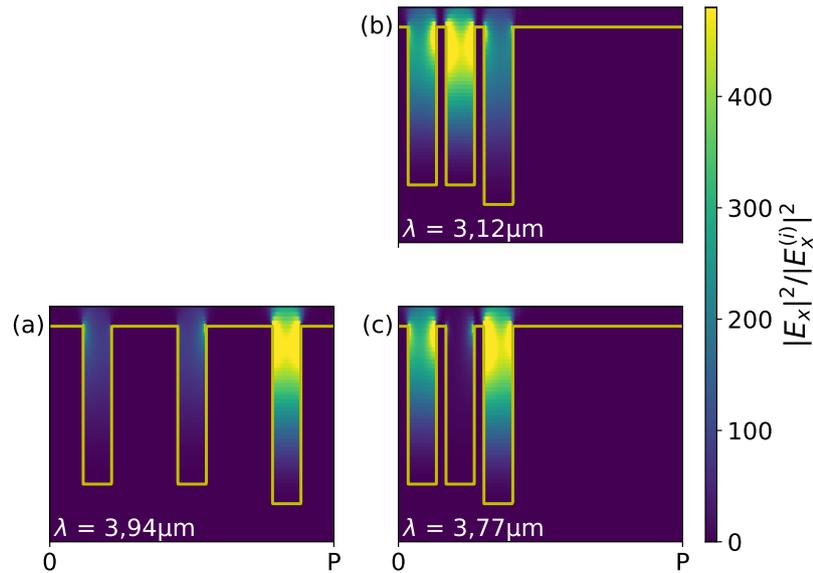


FIGURE 7.5 – Répartition de l'intensité du champ  $E_x$  dans la structure (a) équipartition et (b),(c) structure "rapprochée" aux longueurs d'onde de résonances respectives.

champs de les traverser, le comportement de ce résonateur est donc bien lié au couplage entre les sillons. De plus, la répartition d'intensité du champ  $E_x$  aux longueurs d'onde de résonance des deux structures (voir figure 7.5) montre que les résonances sont similaires au nFP. Les résonances à plus hautes longueurs d'onde sont similaires entre les deux structures. En effet, dans les deux cas, le champ est concentré principalement dans le sillon le plus profond. La résonance à  $3.12 \mu\text{m}$  s'appuie au contraire principalement sur le sillon intermédiaire.

Une étude approfondie de ce type de système est encore nécessaire pour comprendre complètement le couplage dans les cas complexes et ainsi apprendre à la maîtriser.

Cependant, cet exemple de conception, finalement très simple, prouve que l'interface entre les sillons permet d'influencer le couplage entre les rubans. Or cela ouvre la voie à une ingénierie du couplage par la conception des interfaces séparant les sillons. La structuration de la matière ou le dépôt de matériaux peuvent modifier le couplage, ce qui présente des intérêts pour plusieurs applications dont la détection d'espèces chimiques par exemple.

### 7.3 Structures à quatre sillons

S'il est naturel de continuer notre exploration des systèmes nFPc en ajoutant un quatrième sillon à notre système, la complexité de telles structures augmente fortement. En effet, en plus des variations précédemment étudiées, comme les différences de largeurs des sillons ou la distance inter-sillons par exemple, il devient nécessaire de prendre en compte les permutations des sillons dans la période. Je présenterai ici un cas simple afin de faire ressortir les caractéristiques les plus fortes du nFPc à quatre sillons. Ainsi, les sillons seront de même largeur, seront tous séparés de leurs plus proches voisins par la même distance mais seront de profondeurs différentes.

Nous nommerons les sillons en fonction de leurs tailles, (1) étant le moins profond et (4) le plus profond. Nous pouvons alors définir 6 structures différentes : (1234), (1432), (1243), (1342), (1324) et (1423). Cependant, sous incidence normale, ces structures sont symétriques deux à deux, ce qui ramène à un total de trois structures différentes : (1234), (1243) et (1324).

Avant de calculer les réflectivités des structures à 4 sillons, je propose que l'on prenne un peu de temps pour essayer d'appréhender ce système complexe. Nous avons en effet déjà manipulé de nombreuses structures nFPc et il est utile d'essayer d'extrapoler les résultats à partir de ce que nous savons.

Au vu du fonctionnement des nFPc tel que décrit jusqu'à présent, nous pouvons prédire que les sillons vont se coupler deux à deux avec leur sillon le plus similaire. Ainsi, les couples de sillons couplés devraient être (1) et (2); (2) et (3); (3) et (4). Les deux sillons de dimensions extrêmes ont en effet des résonances spectralement trop éloignées pour former un nFPc. Cependant, nous avons vu dans la section précédente que l'environnement séparant les sillons influence le couplage. Nous pouvons donc aussi supposer que les trois structures auront une réponse différente. Nous aurons certainement trois résonances spectralement marquées, mais il est vraisemblable que les longueurs d'onde de résonance soient modifiées. De plus, il est peu probable que les trois résonances soient exactement au couplage critique (c'est-à-dire présentent un zéro de réflectivité) dans toutes les configurations.

Définissons maintenant notre structure d'étude. Bien que cela aurait été possible, je propose de ne pas réutiliser la structure précédemment utilisée. Profitons de cette nouvelle étude pour pousser un peu plus loin le concept et travailler avec des facteurs de qualité plus important, de l'ordre de 75. Nous définissons donc 4 sillons de  $1\ \mu\text{m}$  de largeur dans une période de  $4.5\ \mu\text{m}$ . Nous pouvons noter que la largeur des murs d'or est de  $125\ \mu\text{m}$  ce qui reste bien supérieur à l'épaisseur de peau du métal.

Les profondeurs des quatre barreaux sont choisies pour obtenir les trois couplages critiques de la structure (1234) :  $h^{(1)} = 750\ \text{nm}$ ,  $h^{(2)} = 850\ \text{nm}$ ,  $h^{(3)} = 950\ \text{nm}$  et  $h^{(4)} = 1050\ \text{nm}$ . Les réflectivités des trois structures différentes sont représentées sur la figure 7.6. Comme prévu, la structure (1234), qui a été optimisée, présente trois zéros de réflectivité correspondant aux trois résonances avec des facteurs de qualité équivalents (respectivement de 70, 71 et 72). Les deux autres structures présentent aussi trois chutes de réflectivité mais les résonances ne sont pas toutes au couplage critique.

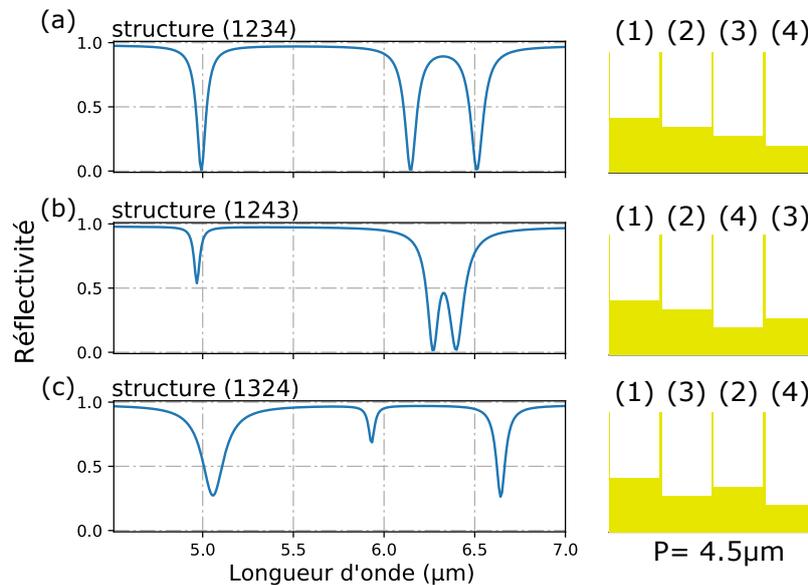


FIGURE 7.6 – Spectres de réflectivité des trois structures à quatre sillons et schéma des structures associées. Les sillons sont de largeur  $w = 1\ \mu\text{m}$  et de profondeurs respectives :  $h^{(1)} = 750\ \text{nm}$ ,  $h^{(2)} = 850\ \text{nm}$ ,  $h^{(3)} = 950\ \text{nm}$  et  $h^{(4)} = 1050\ \text{nm}$ . (a) La structure (1234) présente trois résonances au couplage critique, (b) la structure (1243) présente trois résonances dont deux spectralement proches ( $\Delta\lambda = 200\ \text{nm}$ ), (c) la structure (1324) présente les résonances les plus séparées spectralement mais nécessite d'être ré-optimisée pour atteindre les couplages critiques.

Cette rapide étude du système à quatre sillons permet de voir la richesse des gabarits spectraux accessible par la combinaison de nFPc. Nous pouvons facilement imaginer combiner encore plus de sillons au sein de la structure en les agencant de sorte à venir reproduire des gabarits spectraux complexes pour des applications d'émission thermique ou de détection spécifique de produits chimiques par exemple.

## 7.4 Structures mixtes nFP et nFPc : exemple d'un gabarit spectral de coupe bande

J'ai présenté jusqu'ici des structures combinant plusieurs nFPc afin d'augmenter le nombre de résonances à haut facteur de qualité dans les gabarits spectraux. Cependant, les hauts facteurs de qualité des nFPc signifient aussi que l'évolution de la réflectivité de la structure avec la longueur d'onde est abrupte. Ainsi, il est intéressant de coupler les nFPc à d'autres résonateurs de facteurs de qualité plus faible afin d'obtenir par exemple un gabarit spectral de coupe bande aux flancs raides. Je propose donc ici de conclure ce chapitre par une présentation d'une telle structure combinant un nFPc à trois sillons et deux nFP sillons au couplage critique.

La structure, représentée sur la figure 7.7, est infiniment périodique, de période  $6\mu\text{m}$  et contient 5 sillons. Trois sillons sont de largeurs respectives  $550\text{nm}$ ,  $620\text{nm}$  et  $1300\text{nm}$  et forment un nFPc tri-sillon résonant à  $7.53\mu\text{m}$  et  $9.08\mu\text{m}$ . Les deux autres sillons ont des largeurs de  $75\text{nm}$  et sont au couplage critique respectivement à  $8.07\mu\text{m}$  et  $8.62\mu\text{m}$ . Ainsi, la structure tire partie des deux types de résonateurs pour maintenir une réflectivité inférieure à 20% sur une gamme spectrale de  $2.5\mu\text{m}$  de large et passant de part et d'autre de 0 à 70% de réflectivité en  $250\text{nm}$ . La réflectivité de cette structure coupe bande est proche d'un gabarit de coupe bande théorique et pourra certainement être optimisée pour respecter des cahiers des charges précis. A titre de comparaison, la réflectivité d'un gabarit équivalent composé de trois nFP est tracé sur la figure 7.7.

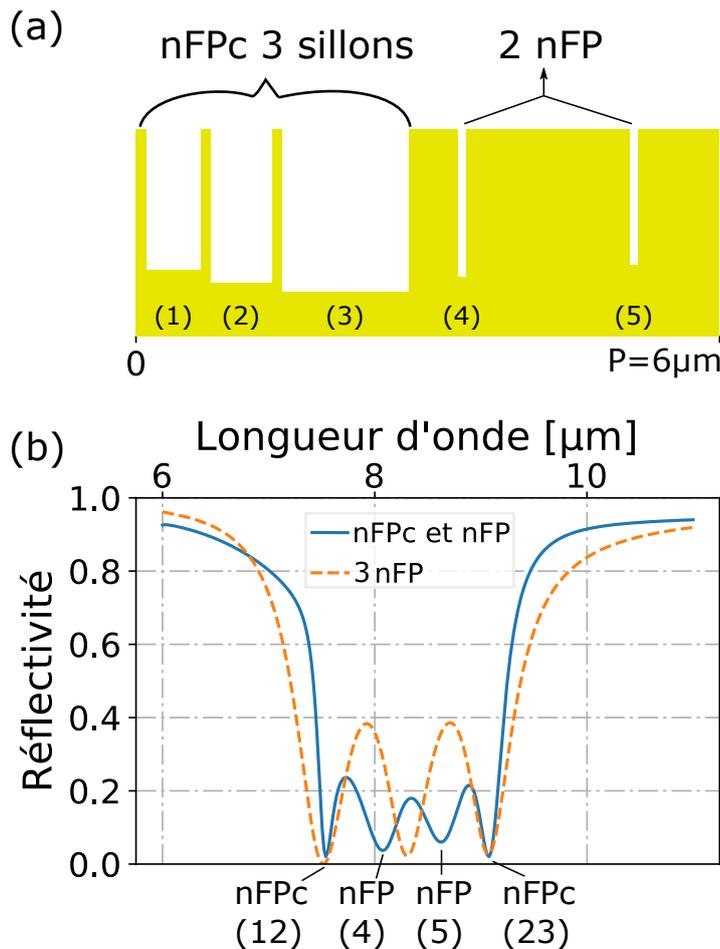


FIGURE 7.7 – (a) Schéma de la structure coupe bande composée d'un nFPc tri-sillons et de deux nFP au couplage critique. (b) Spectre en réflectivité de la structure coupe bande (plein) et d'une structure non représentée uniquement composée de 3 nFP (tireté).

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donc vu plusieurs structures combinant plusieurs nFPc. Nous avons étudié la structure à nFPc tri-sillons qui présente deux résonances issues, au premier ordre, du couplage deux à deux des cavités. Nous avons ensuite pu remarquer la richesse et la complexité sous-jacente à l'ingénierie du couplage au travers d'une étude de l'influence des interfaces séparant les sillons : il est possible d'introduire de nouveaux couplages résonants en modifiant par exemple la distance entre les sillons. Finalement, nous avons observé des structures plus complexes tels que les résonateurs nFPc quadri-sillons et le coupe-bande combinant nFPc et nFP. La diversité des gabarits spectraux exposés dans ce chapitre promet un bel avenir applicatif et conceptuel à ces résonateurs nFPc sillons.



# Chapitre 8

## Démonstration expérimentale de la résonance nFPc sur une architecture en ruban

### Sommaire

8.1 Transformation du système sillon au système ruban . . . . .	97
8.2 Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc bi-rubans . . . . .	99
8.2.1 Définition et fabrication des structures bi-rubans . . . . .	99
8.2.2 Caractérisation des structures bi-rubans . . . . .	101
8.3 Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc tri-rubans . . . . .	104

Les nano Fabry-Perot (nFP) en rubans ont déjà été utilisés dans ce travail lors de la mise en place du résonateur bi-spectral MIM-GMR (voir section 5.1.2). De même, les nano Fabry-Perot couplés (nFPc) rubans ont été employés dans la conception des diodes de seconde génération en raison de la grande épaisseur de semiconducteur utilisable (voir 5.1.2). Ce chapitre aura donc comme objectif de présenter le passage du nFPc sillon présenté dans le chapitre 6 aux nFPc rubans qui ont l'avantage d'être aisés à fabriquer. Je présenterai ensuite les propriétés des nFPc rubans en m'appuyant sur des démonstrations expérimentales.

### 8.1 Transformation du système sillon au système ruban

Les sillons se sont avérés être le système idéal pour l'analyse théorique. La géométrie de cette structure ne permet, en effet, que les résonances locales sans guidage horizontal. Ainsi, les résonances nFPc n'étaient pas perturbées par d'autres résonances dans notre étude. De plus, notre code numérique (BMM) est particulièrement propice à l'étude des sillons en raison de leurs géométries verticales puisqu'il permet le calcul des différents coefficients de réflexion, transmission et propagation nécessaires à notre modèle analytique. Cependant, la fabrication de sillons de différentes hauteurs ou comprenant des diélectriques est un défi technologique.

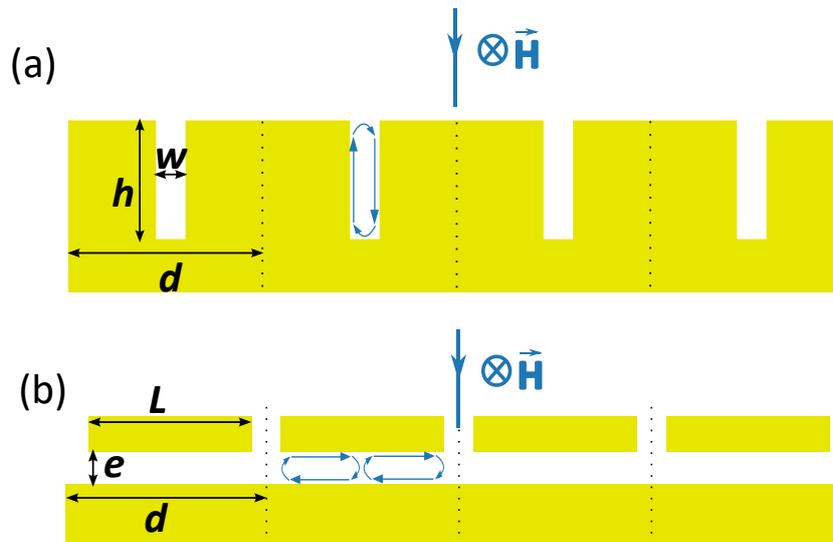


FIGURE 8.1 – Les structures nano Fabry-Perot (a) sillon et (b) ruban équivalentes

TABLEAU 8.1 – Équivalences entre l’architecture nFP sillon et nFP ruban

	$\lambda_{\text{résonance}}$ est contrôlé par	le couplage est contrôlé par	direction du FP	champ résonant
nFP sillon	hauteur $h$	largeur $W$	vertical	$E_x$
nFP ruban	demi-largeur $L/2$	épaisseur $e$	horizontal	$E_z$

Cependant, une relation d’équivalence a déjà été démontrée entre un système à un sillon et un système à un ruban<sup>1</sup>. En effet, les deux architectures présentent deux surfaces métalliques séparées par un diélectrique de sorte que les deux plasmons de surfaces puissent être excités et se coupler<sup>2</sup>. Pour illustrer l’équivalence entre les deux structures, je relève dans le tableau 8.1 les équivalences entre les deux structures.

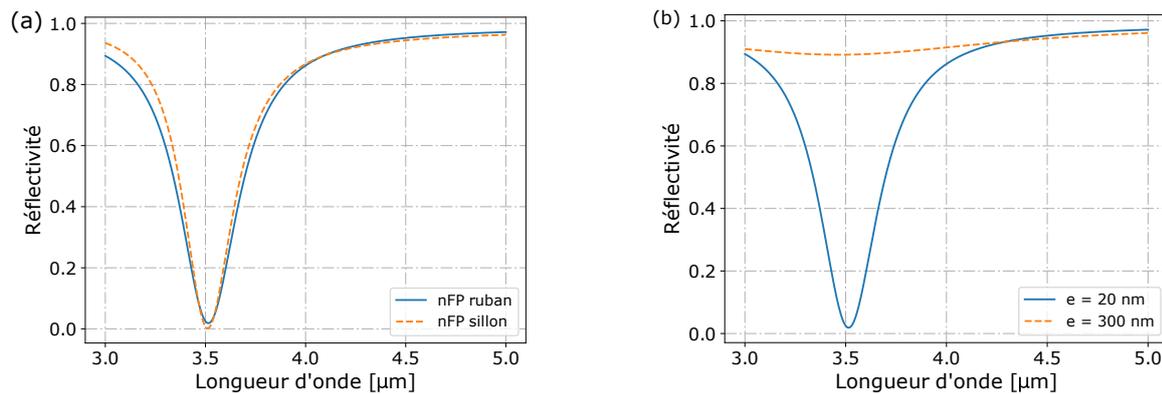


FIGURE 8.2 – (a) Comparaison de la réflectivité entre un résonateur nFP sillon (tireté) et son équivalent ruban (plein). (b) Le nFP ruban est au couplage critique pour une épaisseur faible de 20 nm de diélectrique (plein) mais est sous-couplé pour une épaisseur de 300 nm (tireté).

En premier lieu, on peut noter que, dû au miroir de fond, le résonateur sillon fonctionne nécessairement sur un aller-retour de la lumière ce qui n’est pas le cas du ruban. Ainsi, le ruban fonctionne tel un sillon déroulé et l’équivalence donne  $L = 2h_{\text{sillon}}$ . Cela concorde en effet avec la répartition des champs dans les deux résonateurs ; l’annulation du champs  $E_x$  au fond du sillon imposée par les conditions aux limites se retrouve par une annulation du champs  $E_z$  au milieu du ruban. Dans le cadre des rubans, c’est donc la largeur du ruban qui dicte principalement la longueur d’onde de résonance du nFP. De même, le réglage de l’impédance de sortie du FP qui permet le couplage critique est dominé par l’épaisseur du guide diélectrique qui sépare les deux surfaces métalliques. La figure 8.2 présente les réflectivités d’un nFP sillon de paramètres  $d = 1 \mu\text{m}$ ,  $W = 20 \text{ nm}$  et  $h = 425 \text{ nm}$  et d’un FP ruban de paramètres  $d = 1 \mu\text{m}$ ,  $e = 20 \text{ nm}$  et  $L = 800 \text{ nm}$ . Dans les deux cas, le diélectrique est l’air ( $\epsilon = 1$ ). Les deux résonances sont absolument similaires bien que la largeur du ruban ait dû être diminuée de 50 nm pour obtenir la résonance exactement à la même longueur d’onde.

L’équivalence entre les deux architectures de résonateurs nFP laisse supposer que des conditions de couplage entre nFP rubans existent. La première condition pour la mise en place d’un nFPc est d’obtenir deux résonateurs individuels sous-couplés. Or cette condition est remplie pour les nFP sillons en élargissant la fente. Ainsi, dans le cas des nFP rubans, augmenter l’épaisseur de diélectrique remplit la condition de sous-couplage nécessaire à la création d’un nFPc (voir figure 8.2). La figure 8.3 présente les réflectivités d’un système nFPc à deux sillons (de paramètres  $d = 1 \mu\text{m}$ ,  $W = 300 \text{ nm}$ ,  $h_1 = 510 \text{ nm}$  et  $h_2 = 580 \text{ nm}$ ) et de la structure ruban comprenant les deux rubans équivalents (de paramètres  $d = 3.3 \mu\text{m}$ ,  $e = 300 \text{ nm}$   $L_1 = 1.2 \mu\text{m}$  et  $h_2 = 1.6 \mu\text{m}$ ).

De même que pour les nFP individuels, les largeurs des rubans ont été optimisées afin d’obtenir la même longueur d’onde de résonance que le nFPc sillon. Les deux rubans forment bien un nFPc au cou-

<sup>1</sup>KOECHLIN et al., « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ».

<sup>2</sup>JA MASON et al. « Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial ». *Applied Physics Letters* 98 (2011), p. 241105.

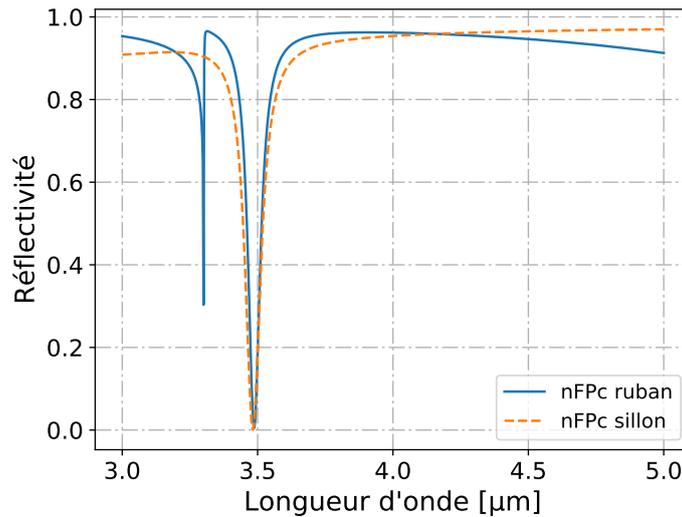


FIGURE 8.3 – Comparaison de la réflectivité entre un résonateur nFPc sillonné et son équivalent ruban.

plage critique de même facteur de qualité que celui obtenu pour le nFPc sillonné. Cependant, nous pouvons noter une différence forte entre les deux réflectivités à 3.3 μm due à la période plus importante du système ruban. En effet, si les concepts physiques mis en jeu sont identiques, les contraintes varient entre les deux structures. Bien que plus simple à fabriquer, la période des structures rubans limite le nombre et les largeurs des rubans.

Dans cette section, nous avons vu donc que les architectures à nFP rubans permettent aussi la mise en place de résonateurs nFPc. De plus, nous avons pu remarquer que l'équivalence forte qui existe entre les nFP sillonné et nFP ruban est transposable aux nFPc. Ainsi, la mise en place des nFPc rubans suit le même principe que celle des nFPc sillonnés.

## 8.2 Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc bi-rubans

La section précédente nous a prouvé que pour des conditions équivalentes à celles des sillonnés, les structures nFP rubans peuvent se coupler pour former un résonateur nFPc. Or, ces résonateurs sont technologiquement beaucoup plus simples à fabriquer et sont ainsi les candidats intéressants pour une démonstration expérimentale. Cette section aura donc pour but de présenter les caractéristiques des nFPc bi-rubans au travers d'une démonstration expérimentale.

### 8.2.1 Définition et fabrication des structures bi-rubans

Comme le montre les exemples de nFPc sillonnés (voir figure 6.10) ainsi que les précédents exemples de nFPc rubans (voir les figures 8.3 et 5.4), la mise en place du résonateur nFPc est possible pour un guide d'indice quelconque. Pour cette étude, sachant que mes caractérisations optiques seront effectuées sous faisceaux focalisés, j'ai privilégié l'utilisation d'un matériau à fort indice de réfraction. En effet, plus l'indice est fort, plus la dispersion angulaire du dispositif est faible. Mon choix s'est donc arrêté sur le SiC qui a un indice de réfraction proche de 2.7 dans la bande MWIR et qui est bien maîtrisé au sein de la salle blanche du CNRS/C2N.

Une rapide simulation à l'aide de BMM (voir figure 8.4) de la réflectivité d'un FP ruban à la résonance en SiC en fonction de l'épaisseur permet de vérifier qu'à partir de 100 nm d'épaisseur, le nFP réfléchit moins de 50% de la lumière et est donc fortement sous-couplé. La permittivité de l'or est modélisée par  $\epsilon(\lambda) = 1 - [(\lambda_p/\lambda + i\gamma) \lambda_p/\lambda]^{-1}$  avec  $\lambda_p = 158.9 \text{ nm}$  et  $\gamma = 0.0077$  et la permittivité du SiC par  $\epsilon = 7.29^3$ . L'épaisseur

<sup>3</sup>M. MAKHSIYAN. « Nano-émetteurs thermiques multi-spectraux ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2017.

minimale nécessaire pour obtenir un bon couplage entre les résonateurs individuels est donc de l'ordre de 100 nm pour une structure en SiC résonante dans le MWIR. Finalement, je choisis une épaisseur de 280 nm de SiC. Toutes les simulations numériques présentées à partir de maintenant dans ce chapitre utiliseront cette épaisseur de diélectrique et seront menées (sauf expressément précisé) sous faisceau collimaté à angle d'incidence variable.

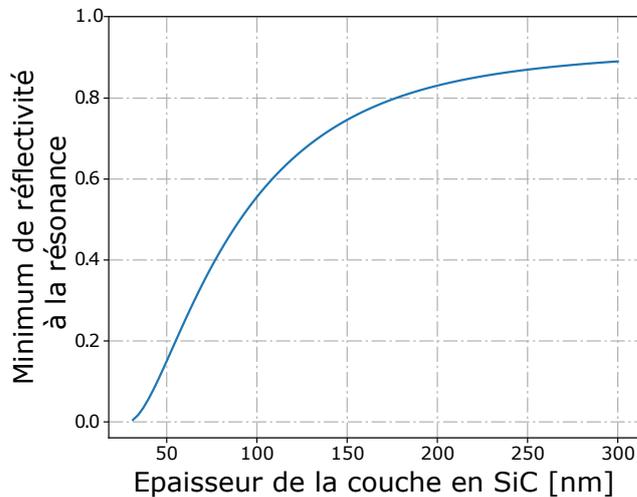


FIGURE 8.4 – Évolution de la réflectivité à la résonance d'un nFP ruban avec l'épaisseur du guide en SiC. Le résonateur est défini par  $P=885$  nm, un unique ruban de 450 nm de large et qui résonne autour de  $4\ \mu\text{m}$ .

La figure 8.6 présente le schéma d'une période ( $P_2 = 1775$  nm) d'une structure bi-ruban. Le miroir d'or en face arrière est continu et est très épais devant l'épaisseur de peau du métal. Le miroir nanostructuré en face avant est composé de deux rubans de largeurs différentes et d'épaisseur 50 nm. Cette épaisseur supérieure à l'épaisseur de peau de l'or (20 nm dans l'infrarouge) ne permet pas le passage de la lumière. Plusieurs largeurs de rubans seront utilisées dans cette étude. Nous les nommerons 'A', 'B' et 'C' en fonction de leurs tailles :  $L_A = 405$  nm,  $L_B = 501$  nm et  $L_C = 608$  nm. Ainsi les nFPc bi-rubans porteront le nom correspondant aux nFP les composant.

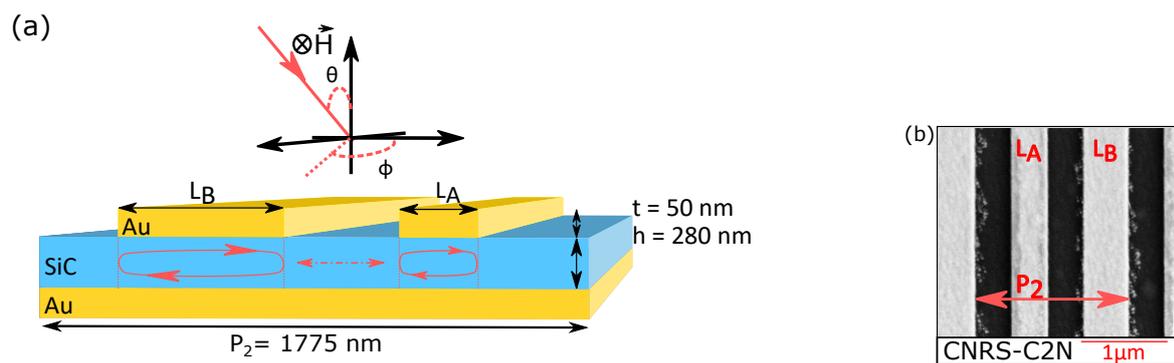


FIGURE 8.5 – (a) Schéma d'une période du nFPc bi-rubans nommé AB dont les largeurs des rubans sont respectivement de  $L_A = 405$  nm et  $L_B = 501$  nm. Le diélectrique SiC forme un guide continu de 280 nm d'épaisseur ce qui assure le sous-couplage des nFP individuels. (b) Photographie MEB d'une période du nFPc bi-rubans AB.

J'ai effectué la fabrication des échantillons dans la salle blanche du CNRS/C2N à Marcoussis en cinq étapes :

1. Dépôt métallique de 50 nm de titane et 200 nm d'or sur un quart de wafer de deux pouces en silicium par *electron-beam evaporation*,

2. Dépôt d'une couche de 300 nm de SiC par pulvérisation. L'épaisseur de la couche a été mesurée à 280 nm par profilométrie et confirmée d'une mesure du spectre de réflectivité de la couche,
3. Lithographie électronique négative sur une résine MaN 2403,
4. Dépôt métallique de 3 nm de titane et 50 nm d'or
5. Lift-off de la résine dans l'acétone.

L'échantillon ainsi fabriqué contient toutes les structures caractérisées dans ce chapitre sous la forme de carrés de  $4\text{ mm}^2$ . Trois de ces structures sont des réseaux de nFP simple ruban de période  $P = P_2/2 = 885\text{ nm}$  qui servent de témoins. La figure 8.5 présente une photographie prise au MEB d'une période du résonateur AB. A partir de ces photos, nous avons déterminé les paramètres géométriques obtenus :  $P_2 = 1770\text{ nm}$ ,  $L_A = 400\text{ nm}$ ,  $L_B = 492\text{ nm}$  et  $L_C = 605\text{ nm}$ .

### 8.2.2 Caractérisation des structures bi-rubans

J'ai effectué la caractérisation des résonateurs bi-rubans à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) Vertex 70v de Bruker. Le montage en réflexion de cet appareil permet de mesurer la réflectivité de l'échantillon sous un faisceau incident focalisé ( $\pm 6^\circ$  d'angle d'ouverture) à un angle d'incidence  $\theta$  réglable entre  $13^\circ$  et  $70^\circ$ .

La figure 8.6 présente les réflectivités spectrales mesurées et simulées par BMM du nFPc bi-rubans AB et des simples rubans A et B sous illumination polarisée TM incidente dans le plan ( $\phi = 0^\circ$ ) à  $\theta = 13^\circ$ . Comme précisé lors du dimensionnement des structures, les simulations numériques présentées ici prennent en compte un faisceau collimaté. Les structures A et B, qui servent de témoins, présentent respectivement une résonance autour de  $4.5\text{ }\mu\text{m}$  et  $5.3\text{ }\mu\text{m}$  avec une réflectivité supérieure à 75%. L'accord entre les mesures et le calcul est très bon, ce qui justifie que la simulation n'est pas été raffinée pour prendre en compte l'illumination focalisée de l'expérience. Un faible écart de réflectivité existe cependant pour des longueurs d'onde proches de  $5\text{ }\mu\text{m}$ . Ce désaccord est présent sur toutes nos mesures, nous l'attribuons à une absorption inhabituel dans la couche déposée en SiC que nous n'avons pas pris en compte dans les simulations. Un raffinement pourrait être apporté à la simulation en introduisant un terme de perte à la constante diélectrique du SiC :  $\epsilon_{\text{SiC}}(\lambda) = 7.29 + i \cdot \epsilon''(\lambda)$ . Les paramètres de notre modèle sont donc corrects et les nFPs individuels sont bien en condition de sous-couplage.

La réflectivité du résonateur AB présente une chute caractéristique équivalente à celle des nFPc sillons. En effet, la résonance à  $4.23\text{ }\mu\text{m}$  est décalée vers les basses longueurs d'onde en comparaison des résonateurs nFP individuels. De plus, la réflectivité est presque nulle ( $R=13\%$ ) et la résonance a un facteur de qualité de 23. L'accord entre théorie et mesure est là encore très bon à part dans la gamme spectrale entre  $4.5\text{ }\mu\text{m}$  et  $5.5\text{ }\mu\text{m}$  précédemment mentionnée.

La figure 8.7 présente l'évolution de la réflectivité pour un angle d'incidence de  $13^\circ$  à  $70^\circ$  pour une illumination polarisée TM dans le plan d'incidence ( $\Phi = 0^\circ$ ) et dans le plan à  $\Phi = 90^\circ$ . Les courbes tirées sur les deux graphiques représentent la longueur d'onde de résonance (c'est-à-dire le minimum de réflectivité) simulée à l'aide de BMM et montre que le résonateur se comporte comme attendu. Ces courbes de dispersion sont aussi très intéressantes dans une visée applicative. On y voit que la longueur d'onde de résonance varie peu pour des angles inférieurs à  $10^\circ$ , quel que soit le plan d'incidence. En effet, le décalage spectral est de  $\Delta\lambda = \lambda(10^\circ) - \lambda(0^\circ) = 30\text{ nm}$ ; ce qui représente un quart de la largeur à mi-hauteur de la résonance. Ainsi, ces résonateurs sont tous parfaitement utilisables sous incidence focalisée conique d'ouverture numérique inférieure à 0,18. Au delà de  $10^\circ$ , la résonance reste au couplage critique mais le décalage spectral augmente.

L'un des avantages de cette architecture est la simplicité du dimensionnement à une longueur d'onde de résonance donnée. En effet, sur un même guide et avec la même période, la modification de la largeur d'un des deux rubans permet de modifier la longueur d'onde de résonance tout en maintenant le couplage critique et le grand facteur de qualité. La figure 8.8 démontre bien ce point en présentant les réflectivités des

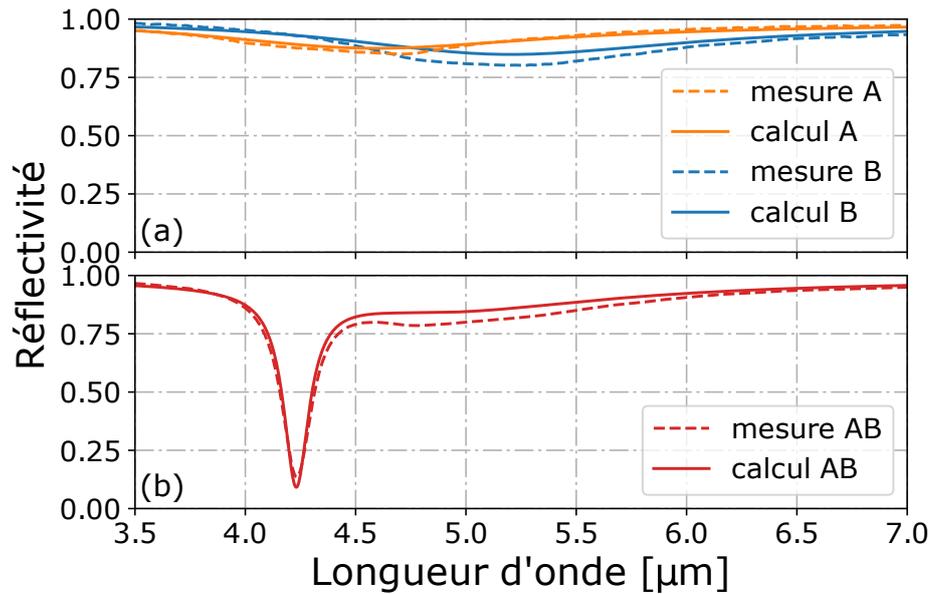


FIGURE 8.6 – Mesure sous faisceau focalisé (tireté) et calcul par BMM sous faisceau collimaté (plein) de la réflectivité des structures (a) nFP simple ruban A et B et (b) de la structure nFPc bi-rubans AB pour une illumination polarisée TM dans le plan ( $\Phi = 0^\circ$ ) et sous incidence de  $13^\circ$ . Les résonateurs nFP ont une réflectivité supérieure à 75% et sont donc bien sous-couplés. Le nFPc présente une résonance à  $\lambda = 4.23 \mu\text{m}$  avec 13% de réflectivité minimum et un facteur de qualité de 23. L'accord entre simulations numériques et mesures prouve la faible dispersion angulaire du dispositif autour d'une incidence de  $13^\circ$ .

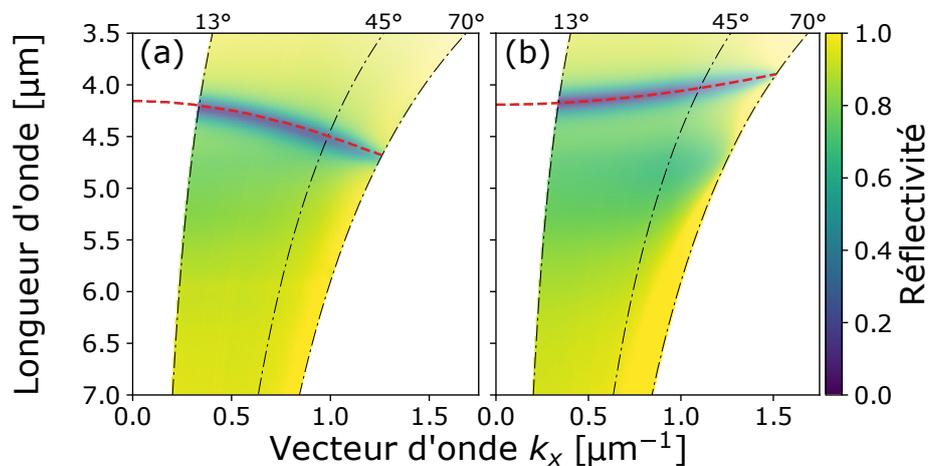


FIGURE 8.7 – Mesure de la réflectivité pour un angle d'incidence de  $13^\circ$  à  $70^\circ$  sous illumination polarisée TM (a) dans le plan d'incidence ( $\Phi = 0^\circ$ ) et (b) hors plan ( $\Phi = 90^\circ$ ). Les courbes tiretées sur les deux graphiques représentent la longueur d'onde de résonance (c'est-à-dire le minimum de réflectivité) calculée à l'aide de BMM.

structures AB et BC qui diffèrent uniquement par la largeur d'un des rubans qui passe de 400 nm à 605 nm. Le nFPc BC résonne à  $\lambda = 4.61 \mu\text{m}$  et présente des caractéristiques équivalentes à la résonance du nFPc AB : une réflectivité minimum de 21% (14 % pour AB) et un facteur de qualité de 25 (23 pour AB). La différence de réflectivité du résonateur BC est attribuée à l'absorption parasite évoquée précédemment. En effet, la présence de pertes dans les résonateurs diminue souvent l'efficacité des pièges optiques. L'accord du résonateur nFPc est aussi possible sur une plus grande gamme de longueur d'onde à condition de modifier les largeurs des deux rubans.

Nous avons vu dans l'étude des nFPc sillons (voir section 6.2) que le haut facteur de qualité du résona-

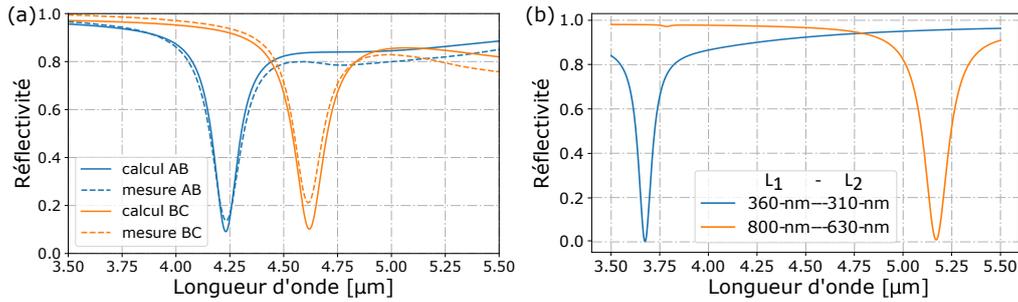


FIGURE 8.8 – (a) Mesure sous faisceau focalisé (tireté) et calcul par BMM sous faisceau collimaté (plein) du spectre de réflectivité de la structure AB (bleu) et de la structure BC (orange) sous illumination polarisée TM à  $13^\circ$  dans le plan d'incidence. La résonance du nFPc est facilement accordable spectralement par la modification de la largeur d'au moins un des deux rubans. (b) Spectre de réflectivité calculé pour deux structures de même période et même épaisseur de SiC que AB et BC. La modification de la largeur des deux rubans permet un accord spectral sur une plus grande gamme.

teur nFPc sillon pouvait être dimensionné à l'aide de la seule largeur des sillons. De façon équivalente, le facteur de qualité est dimensionné, pour les nFPc rubans, par l'épaisseur de la couche de diélectrique. En effet, les résultats des calculs par BMM présentés sur la figure 8.9 montrent que le facteur de qualité de la résonance augmente continûment pour des épaisseurs de SiC allant de 200 à 500 nm. Les valeurs expérimentales mesurées sur notre échantillon sont reportées sur la figure et concordent bien avec la simulation. J'attribue la faible différence pour les facteurs de qualité des nFPc à un léger élargissement spectral de la résonance dû à la focalisation de l'illumination expérimentale ( $\Delta\theta = 12^\circ$ ).

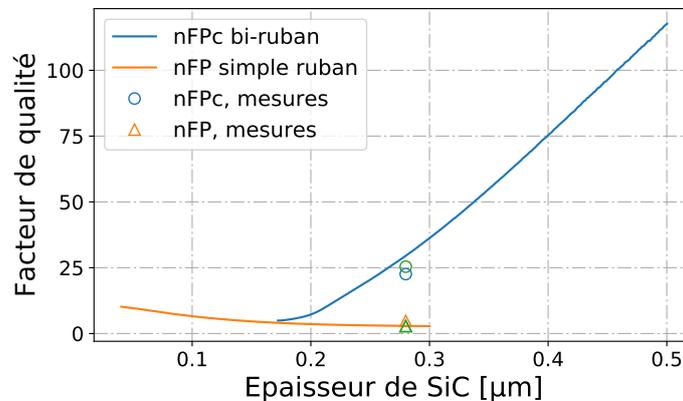


FIGURE 8.9 – Calcul de l'évolution du facteur de qualité de la structure nFPc BC (bleu) et de la structure nFP simple-ruban B (orange) en fonction de l'épaisseur de SiC. Les facteurs de qualité mesurés des structures simple-ruban A,B,C et des structure nFPc AB et BC sont reportés sur le graphique et concordent avec la simulation numérique.

Dans cette section, nous avons donc étudié les résonances de système bi-rubans dont chaque résonateur nFP est sous-couplé. Nous avons pu vérifier expérimentalement et par simulation avec l'aide de BMM l'analogie entre les architectures sillons et rubans. Les longueurs d'onde de résonance sont bien dictées par le couple de longueurs différentes des deux cavités Fabry-Perot. Les résonateurs ainsi conçus ont des facteurs de qualité bien supérieurs à ceux atteignables par des nFP individuels. De plus, ces facteurs de qualité sont dimensionnables par l'épaisseur des cavités résonantes. Ainsi, nous avons démontré expérimentalement la conception de nFPc sur une architecture en rubans sur guide d'onde. La simplicité de fabrication de cette nouvelle structure nFPc ouvre de nombreuses opportunités. Nous avons déjà étudié la possibilité de remplacer le guide diélectrique par une jonction en semiconducteur pour générer du photocourant (voir 5.1.2). D'autres applications peuvent être envisagées telle que l'émission thermique.

### 8.3 Démonstration expérimentale d'un résonateur nFPc tri-rubans

J'ai démontré dans les deux sections précédentes l'analogie entre les architectures sillons et rubans. De plus, l'étude des nFPc sillons nous a montré que le couplage deux à deux des résonateurs sous-couplés permettait la mise en place de gabarits spectraux plus complexes présentant deux résonances ou plus à haut facteur de qualité. Le but de cette section est la démonstration expérimentale d'une première structure nFPc plus complexe : le nFPc tri-rubans.

Cette structure, représentée sur la figure 8.10, est similaire aux structures bi-rubans précédentes mais avec l'ajout d'un troisième ruban de largeur différente dans la période. Afin de garder un système proche des nFPc bi-rubans étudiés précédemment, j'ai choisi une période  $P_3 = 3P = 2540$  nm et j'utilise les mêmes largeurs de rubans  $L_A = 405$  nm,  $L_B = 501$  nm et  $L_C = 608$  nm.

Cette structure a été fabriquée en même temps et sur le même échantillon que les structures nFPc bi-rubans et une photographie prise au MEB d'une période du résonateur est présentée sur la figure 8.10.

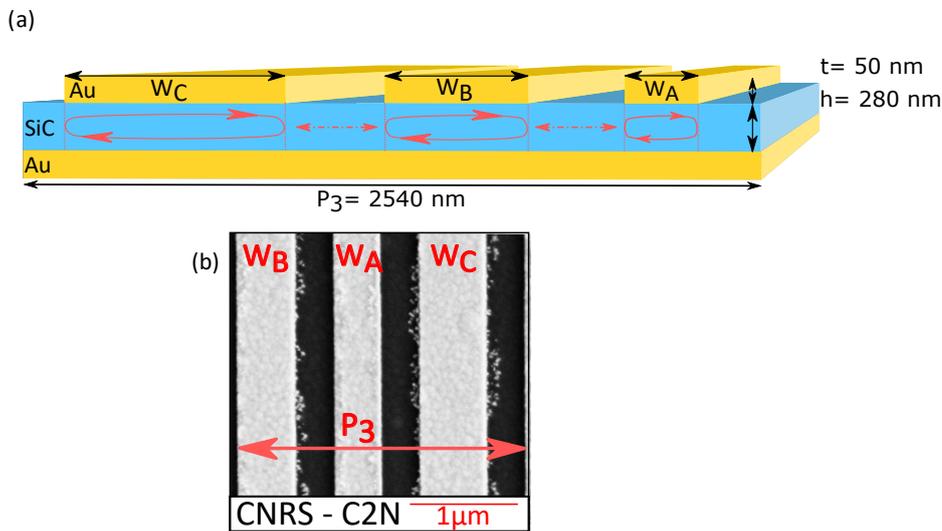


FIGURE 8.10 – (a) Schéma d'une période du nFPc tri-rubans nommé ABC dont les largeurs des rubans sont respectivement de  $L_A = 405$  nm,  $L_B = 501$  nm et  $L_C = 608$  nm. Le diélectrique SiC forme un guide continu de 280 nm d'épaisseur ce qui assure le sous-couplage des nFP individuels. (b) Photographie MEB d'une période du nFPc tri-rubans ABC.

Une première série de mesures de réflectivité sous illumination polarisée TM focalisé et à  $13^\circ$  d'incidence dans le plan d'incidence (voir figure 8.11) permet de remarquer la présence de deux résonances respectivement pour  $\lambda = 4.43$   $\mu\text{m}$  et pour  $\lambda = 5.12$   $\mu\text{m}$ . Si l'on compare ces longueurs d'onde de résonance avec celles des résonateurs AB ( $\lambda = 4.23$   $\mu\text{m}$ ) et BC ( $\lambda = 4.61$   $\mu\text{m}$ ), on s'aperçoit que les résonances sont décalées. C'est la preuve que les mécanismes de couplage, bien que fonctionnant principalement deux à deux, présentent des sophistications supplémentaires.

Les deux résonances sont marquées par des chutes de réflectivité à 15% et 17% respectivement. Elles sont donc quasiment au couplage critique, contrairement aux trois résonateurs simple-ruban dont je rappelle les réflectivités calculées sur la figure 8.11. Les facteurs de qualité des deux résonances sont de  $Q = 15$  et  $Q = 10$  respectivement, ce qui est plus faible que ceux des nFPc bi-rubans. Cet élargissement spectral est dû en grande partie à l'ouverture angulaire du faisceau incident. En effet, la figure 8.11 présente la réflectivité calculée par BMM pour un faisceau incident d'ouverture angulaire de  $\pm 6^\circ$  autour d'un angle d'incidence moyen de  $13^\circ$ . L'accord entre cette simulation et la mesure est cohérent sauf dans la gamme spectrale comprise entre 4.5  $\mu\text{m}$  et 5  $\mu\text{m}$  qui présente une absorption inhabituelle dont nous avons déjà parlé lors de l'étude du nFPc bi-rubans. Les dispersions dans le plan  $\Phi = 0^\circ$  et dans le plan  $\Phi = 90^\circ$  de la structure sous illumination polarisée TM sont représentées sur la figure 8.12. De façon intéressante, pour

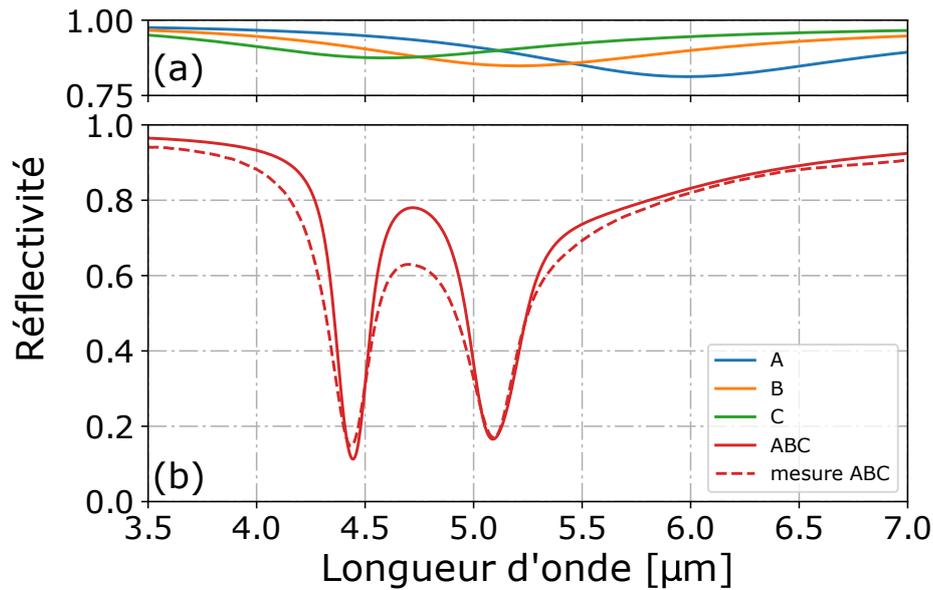


FIGURE 8.11 – (a) Calcul par BMM (plein) de la réflectivité des structures nFP simple ruban A,B et C pour une illumination polarisée TM dans le plan ( $\Phi = 0^\circ$ ) et sous incidence de  $13^\circ$ . (b) Mesure (tireté) de la réflectivité de la structure nFPc tri-rubans ABC pour une illumination polarisée TM dans le plan ( $\Phi = 0^\circ$ ) et sous incidence de  $13^\circ$ . Le nFPc présente deux résonances à  $\lambda = 4.43 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 5.12 \mu\text{m}$  avec 15% et 17% de réflectivité minimum et des facteurs de qualité de 15 et 10. La simulation de la réflectivité pour un faisceau incident d'ouverture angulaire de  $\pm 6^\circ$  par BMM permet de retrouver la largeur spectrale inattendue des deux résonances.

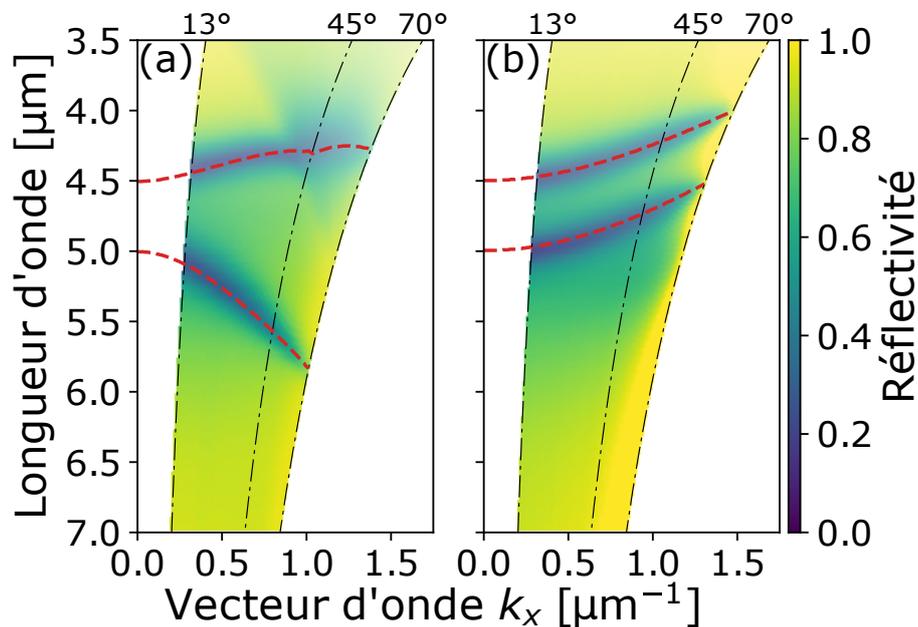


FIGURE 8.12 – Mesure de la réflectivité du nFPc tri-ruban ABC pour un angle d'incidence de  $13^\circ$  à  $70^\circ$  sous illumination polarisée TM (a) dans le plan d'incidence ( $\Phi = 0^\circ$ ) et (b) dans la plan  $\Phi = 90^\circ$ . Les courbes tiretées sur les deux graphiques représentent les longueurs d'onde des résonances (c'est-à-dire les minimums de réflectivité) simulées avec l'aide de BMM.

une illumination dans le plan d'incidence ( $\Phi = 0^\circ$ ), les deux résonances se décalent en sens contraire avec l'angle d'incidence du faisceau incident. De plus, la résonance à plus haute longueur d'onde présente un décalage plus faible. Ce comportement asymétrique prouve une fois encore la sophistication du couplage à trois rubans. Pour une illumination dans le plan  $\Phi = 90^\circ$ , les dispersions des deux résonances sont stricte-

ment identiques. Dans les deux cas, le calcul de l'évolution de la longueur d'onde de résonance avec l'angle d'incidence (courbes tiretées) suit parfaitement le résultat expérimental.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que les résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc) précédemment étudiés théoriquement sur des systèmes sillons sont aussi concevables sur des systèmes à guide plan et réseaux de rubans. Le travail présenté sur les nFPc rubans a donné lieu à un brevet (numéro d'enregistrement FR 18 55831) et un article rédigé est en attente de l'autorisation de divulgation. Nous avons démontré, en nous appuyant sur une démonstration expérimentale, que les différentes caractéristiques étudiées sur les nFPc sillons restent valables sur l'architecture ruban : le résonateur est facilement accordable par la modification des seules largeurs des rubans et son grand facteur de qualité est piloté par l'épaisseur du diélectrique. De plus, cette seconde architecture de nFPc est d'une grande simplicité de fabrication ce qui ouvre de nombreuses perspectives technologiques et expérimentales. Il est ainsi possible de fabriquer des nFPc de facteurs de qualité supérieurs à 100 malgré l'utilisation des métaux. Finalement, nous avons aussi démontré expérimentalement une première complexification du gabarit spectral à l'aide d'un nFPc tri-rubans. Ce dernier présente deux résonances de hauts facteurs de qualité dont les champs sont majoritairement présents sous une partie seulement des rubans. Une telle structure pourrait, à terme, être utilisée pour des applications de tri de photons ou de détection multi-bande par exemple<sup>4</sup>.

---

<sup>4</sup>LE PERCHEC et al., « Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter ».

# Chapitre 9 Démonstration expérimentale de gabarits spectraux complexes à l'aide de résonateurs nFPc rubans en deux dimensions

## Sommaire

<b>9.1 Simulations numériques de nFPc en deux dimensions : nFPc-2D</b>	<b>107</b>
9.1.1 Définition de l'étude des systèmes nFPc-2D	107
9.1.2 Structures nFPc-2D à deux cavités différentes	109
9.1.3 Structures nFPc-2D à quatre cavités différentes	112
<b>9.2 Fabrication de nFPc 2D sur guide en SiC</b>	<b>115</b>
<b>9.3 Caractérisation</b>	<b>116</b>

Le chapitre précédent a mis en valeur les intérêts des résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc) rubans qui sont aisément fabriqués, facilement accordables en longueur d'onde et de facteurs de qualité accordables jusqu'à des valeurs très importantes. Nous avons de plus montré des gabarits spectraux à deux résonances sur des nFPc à trois rubans.

Cependant, les nFPc rubans présentent deux inconvénients. Le premier est que leur structuration suivant une seule direction les rend sensibles à la polarisation de la lumière. Le second est un souci de dimensions géométriques. En effet, générer des gabarits spectraux plus complexes, par exemple en plaçant un quatrième ruban dans la période est très compliqué car les largeurs des rubans sont telles qu'il serait nécessaire d'avoir une période plus grande que la longueur d'onde de résonance et entraînerai des effets de diffractions.

La solution à ces deux inconvénients est de travailler sur des structures en deux dimensions avec des résonateurs de dimensions finies dans les deux directions. En effet, des structures à base de nFPc de forme carrée pourraient être insensibles à la polarisation. Une autre idée serait d'utiliser des nFPc rectangulaires, présentant des gabarits spectraux différents en fonction de la direction de polarisation de la lumière comme cela a déjà été fait avec des résonateurs MIM<sup>1</sup>. De plus, l'espace disponible dans la période augmente permettant de placer plus de nFPc et donc de générer des gabarits plus complexes.

L'objet de ce chapitre sera donc une étude numérique et expérimentale de structures nFPc-2D qui sont, comme nous le verrons, très prometteuses. Nous nous intéresserons particulièrement à des structures à deux ou quatre cavités de dimensions différentes.

## 9.1 Simulations numériques de nFPc en deux dimensions : nFPc-2D

### 9.1.1 Définition de l'étude des systèmes nFPc-2D

Un système nFPc-2D est composé de plusieurs résonateurs nFP de dimensions finies réparties sur un espace périodique dans les deux dimensions. Cette définition géométrique très ouverte vient du fait que le couplage entre plusieurs nFP sous-couplés peut être mis en place dans de très nombreuses configurations.

<sup>1</sup>P. BOUCHON et al. « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ». *Optics Letters* 37.6 (2012), p. 1038-1040; G. LÉVEQUE et al. « Tunable composite nanoparticle for plasmonics ». *Optics Letters* 31.18 (2006), p. 2750-2752; J. HAO et al. « High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial ». *Applied Physics Letters* 96.25 (2010), p. 251104; M. MAKHSIYAN et al. « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ». *Applied Physics Letters* 107.25 (2015), p. 251103.

Cependant, je me contenterai ici de travailler sur les systèmes les plus simples : la période sera la même dans les deux directions et les nFP seront de forme carrée.

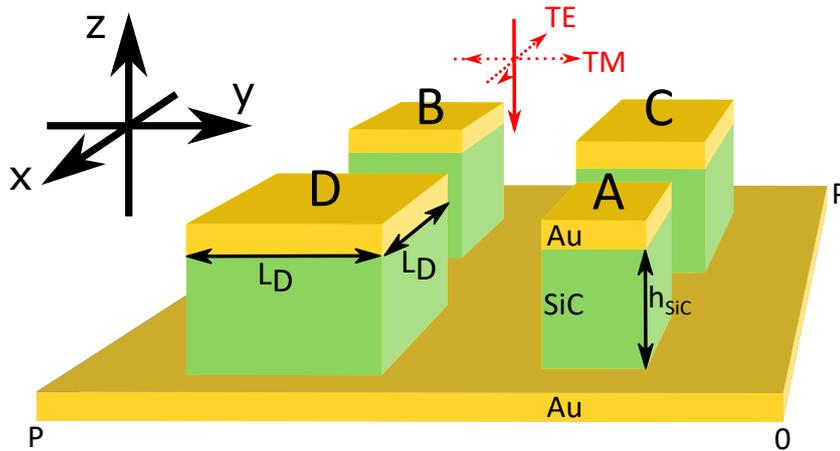


FIGURE 9.1 – Schéma d'une période de la structure nFPc-2D "BCDA" telle qu'étudiée dans ce chapitre : période P identique dans les deux directions, quatre nFP de forme carrée respectivement centré dans le quart de surface qui leur est attribué.

De plus, par choix de simplification, toutes les structures présentées seront composées de quatre nFP carré (pas nécessairement de dimensions différentes). Ils seront systématiquement répartis dans la période de sorte à être centrés dans le quart de surface qui leur est attribué. Comme nous l'avons fait dans le chapitre précédent, chaque carré portera un nom en fonction de sa dimension, de A pour le plus petit à D pour le plus grand. La structure nFPc portera le nom à quatre lettres obtenu en lisant les dimensions des carrés de gauche à droite de la ligne du haut puis de la ligne du bas. Par exemple, la structure ABBA désigne la structure dont la ligne du haut contient le nFP A suivi du nFP B alors que la ligne du bas contient le nFP B suivi du nFP A.

Il est important de noter que ce système présente 3 variations avec la disposition des carrés. De plus, les translations du système d'une demi-période selon X ou Y ( $t_{X/2}$  et  $t_{Y/2}$ ), qui sont sans influence sur la structure, modifient son appellation. Ainsi une même structure peut porter plusieurs noms. De même, la rotation de la structure de  $90^\circ$  autour de l'axe Z ( $r_{90}$ ) ne génère qu'une inversion des comportements TE et TM en incidence normale. Les différentes appellations des trois structures nFPc-2D à quatre carrés sont listées ci-dessous :

TABLEAU 9.1 – Recueil des différentes appellations des trois structures nFPc à 4 carrés.

	$t_{Y/2}$	$t_{X/2}$	$t_{Y/2} \times t_{X/2}$	$r_{90}$	$r_{90} \times t_{Y/2}$	$r_{90} \times t_{X/2}$	$r_{90} \times t_{X/2} \times t_{Y/2}$
ABCD	BADC	CDAB	DCBA	ACBD	BDAC	CADB	DBCA
ADCB	DABC	CBAD	BCDA	ACDB	DBAC	CABD	BDCA
ADBC	DACB	BCAD	CBDA	ABDC	DCAB	BACD	CDBA

Finalement, je ne présenterai ici que des calculs pour des structures dont le diélectrique n'est plus un guide continu. En effet, les couplages des nFP ont bien lieu pour un guide continu mais l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique et les modifications liés au passage en 2D permettent l'apparition de modes guidés dans la couche (voir figure 9.2). Ces résonances délocalisées supplémentaires rendent difficile notre étude au travers de possibles couplages avec les modes localisés que sont les nFPc<sup>2</sup>. La gravure du diélectrique jusqu'au miroir en face arrière permet alors d'isoler les nFP et d'obtenir le système le plus simple possible pour l'étude des nFPc.

Les codes BMM utilisés jusqu'à maintenant ne permettent pas l'étude des structures 2D. J'ai utilisé une autre méthode modale de résolution des équations de Maxwell : la méthode RCWA au travers du code RE-

<sup>2</sup>E. MARQUIER et al. « Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes ». *Optics Express* 13.1 (2005), p. 70-76.

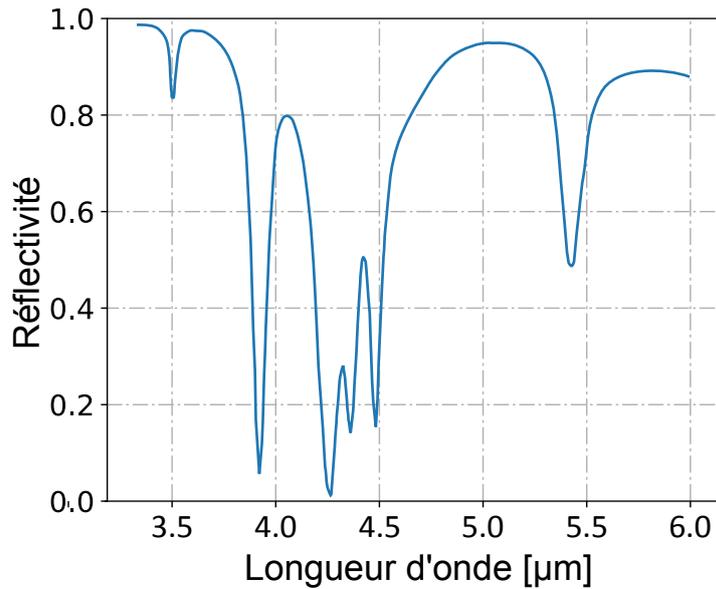


FIGURE 9.2 – Spectre de réflectivité d’une structure nFPc-2D avec un guide diélectrique continu d’une épaisseur de 500nm. Des résonances qui ne sont pas de type nFPc apparaissent et complexifient la compréhension des phénomènes.

TICOLLO.<sup>3</sup> (voir la présentation des méthodes de calcul 3.1.1). Comme précisé par J.P Hugonin et P. Lalanne dans les notes techniques de RETICOLLO, les temps de calcul par cette méthode sont très fortement réduits en cas de présence de plan de symétrie. Il est donc intéressant de remarquer l’existence de deux plans de symétries orthogonaux se croisant au centre de n’importe quel carré. De plus, en raison de ces temps de calcul importants, toutes les simulations présentées dans ce chapitre sont effectuées pour un faisceau collimaté. Un raffinement de la simulation pour prendre en compte la focalisation des faisceaux sera mené dans un travail futur.

### 9.1.2 Structures nFPc-2D à deux cavités différentes

Nous allons étudier ici les structures nFPc-2D à deux cavités différentes. Dans les limites énoncées plus tôt (résonateurs carrés et correctement disposés), il existe seulement deux structures différentes composées de deux dimensions différentes : les structures ABBA et BABA. La différence majeure entre ces deux structures vient de la différence de lecture dans les deux directions de polarisation TM et TE. En effet, avec une période carré, la structure ABBA se lit de façon identique dans les deux directions alors que BABA se transforme en AABB.

J’ai effectué la simulation numérique de ces deux structures sur Reticolo pour une période  $P = 2.2 \mu\text{m}$ , une couche de diélectrique en SiC d’épaisseur  $h_{\text{SiC}} = 500\text{nm}$ , et des carrés en or de côtés  $L_A = 640\text{nm}$  et  $L_B = 680\text{nm}$  pour une incidence normale. Comme le montrent les résultats (voir figure 9.3), les deux structures présentent bien une résonance nFPc pour chacune des directions de polarisation avec un facteur de qualité autour de 71. La différence majeure entre les deux structures est la position spectrale relative de la résonance entre les deux directions de polarisation. La structure ABBA résonne à la même longueur d’onde pour les deux polarisations alors que les deux nFPc de BABA ne résonnent pas à la même longueur d’onde. En effet, la structure ABBA étant invariante par rapport à une rotation de 90 degrés ( $r_{90}$ ) autour de son centre, il est naturel que le résonateur nFPc vu en polarisation TM et celui vu en polarisation TE soient identiques. Au contraire, le système BABA est vu différemment dans les directions orthogonales, d’où un couplage différent et donc une longueur d’onde différente dans les deux directions de polarisation.

Pour mieux appréhender les couplages mis en jeu dans ces deux nFPc, je présente sur les figures 9.4 et 9.5 la répartition des intensités normalisées  $|E_z|^2, |H_x|^2$  pour l’incidence TE et  $|E_z|^2, |H_y|^2$  pour l’incidence

<sup>3</sup>HUGONIN et al.,

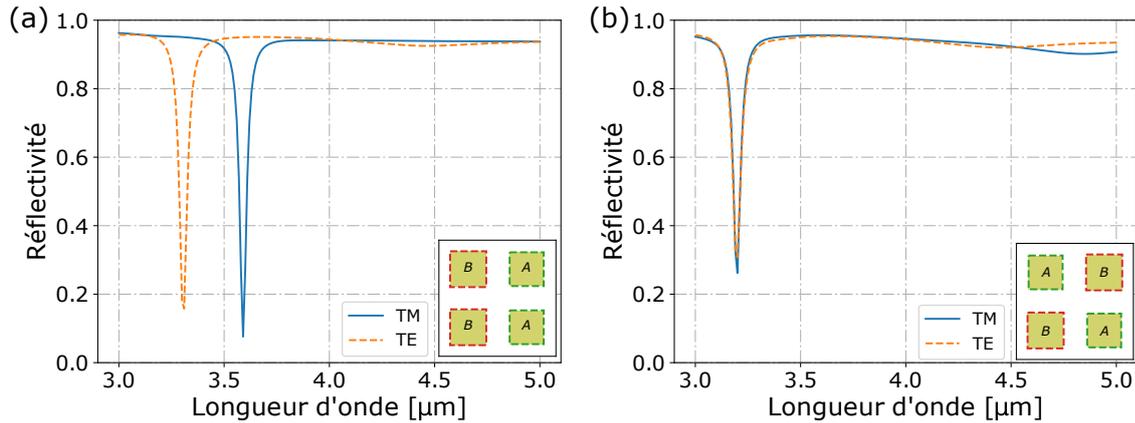


FIGURE 9.3 – (a) Réflectivité de la structure ABAB. La différence de position relative des nFP dans la période suivant les deux directions de polarisation permet de générer des nFPc différents en fonction de la polarisation de la lumière. (b) Réflectivité de la structure ABBA qui présente un nFPc identique dans les deux directions de polarisation en raison de l'invariance de la structure par une rotation à 90 degrés.

TM dans le plan de coupe passant au milieu de la couche de SiC. Sur la figure 9.4, nous remarquons que les résonances en TM et en TE présentent des répartitions d'intensités identiques à la rotation  $r_{90}$  près. La répartition de l'intensité des champs H, très similaire à la répartition d'intensité des résonateurs nFP classiques, montre que chacun des nFP est mis en jeu dans la résonance de couplage. Le nFP A présente tout de même une concentration légèrement plus importante d'intensité. La répartition de l'intensité du champ  $|E_z|^2$  montre que pour les deux polarisations, les nFP A et B se couplent aux autres nFP adjacents. En effet, l'intensité présente des maxima sur les bords des nFP qui sont perpendiculaires à la direction de polarisation, ce qui est caractéristique des résonances nFP. Cependant, les maximums de chaque nFP A sont liés à ceux des nFP B directement opposés, ce qui est spécifique au résonateur nFPc et caractérise le couplage.

La figure 9.5 présente les mêmes résultats calculés pour la structure BABA. Comme nous l'avons remarqué précédemment, la structure se comporte comme un nFPc pour les deux polarisations mais à des longueurs d'onde différentes. En effet, les intensités des champs  $|H_x|^2$  et  $|H_y|^2$  nous montrent bien que les nFP sont bien tous mis en jeu dans la résonance. Cependant, la répartition des champs  $|E_z|^2$  prouve que les couplages ne sont pas équivalents. Pour une polarisation TM, les couples de nFP A et B sont alignés dans la direction d'oscillation du champ, produisant un couplage direct entre les deux résonateurs individuels; ce couplage est similaire à celui vu ci-dessus pour la structure ABBA. Pour une polarisation TE, la répartition de l'intensité est différente : deux ventres d'intensité ne sont plus joints par un continuum d'intensité mais sont séparés par un zéro. En effet, pour une polarisation TE, le couple de nFP A et B n'est plus aligné avec la direction d'oscillation du champ, ce qui modifie les conditions de couplage et donc la longueur d'onde de résonance.

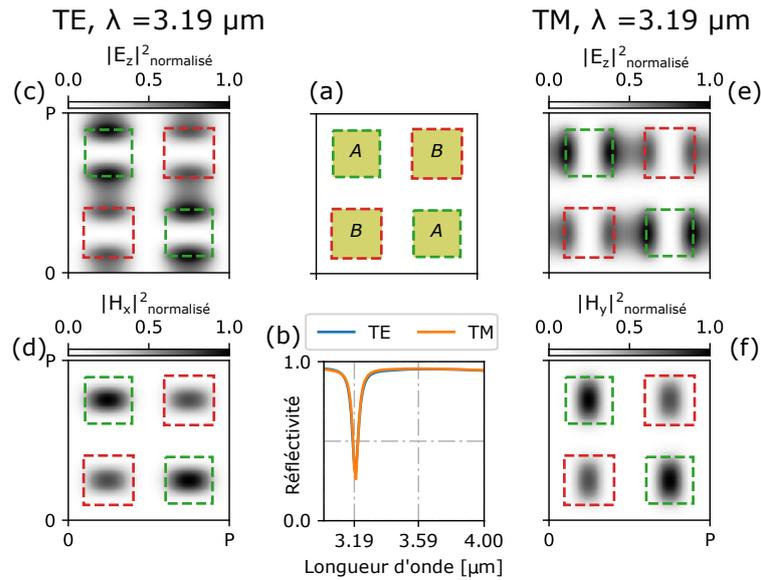


FIGURE 9.4 – (a) Représentation schématique de la face supérieure d’une période du nFPC ABBA rappelant la répartition des nFP dans la période. (b) Spectre de réflectivité sous faisceau polarisé TE (bleu) et TM (orange) du nFPC ABBA. (c) Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées de  $|E_z|^2$  et de (d)  $|H_x|^2$  pour l’incidence TE à la résonance ( $\lambda = 3.19 \mu\text{m}$ ). (e) Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées de  $|E_z|^2$  et de (f)  $|H_y|^2$  pour l’incidence TM à la résonance ( $\lambda = 3.19 \mu\text{m}$ ). Les carrés en tiretés représentent les positions des nFP et donc du diélectrique en SiC, le code couleur correspond à leurs dimensions (vert :  $L_A = 640 \text{ nm}$ ; rouge :  $L_B = 680 \text{ nm}$ .)

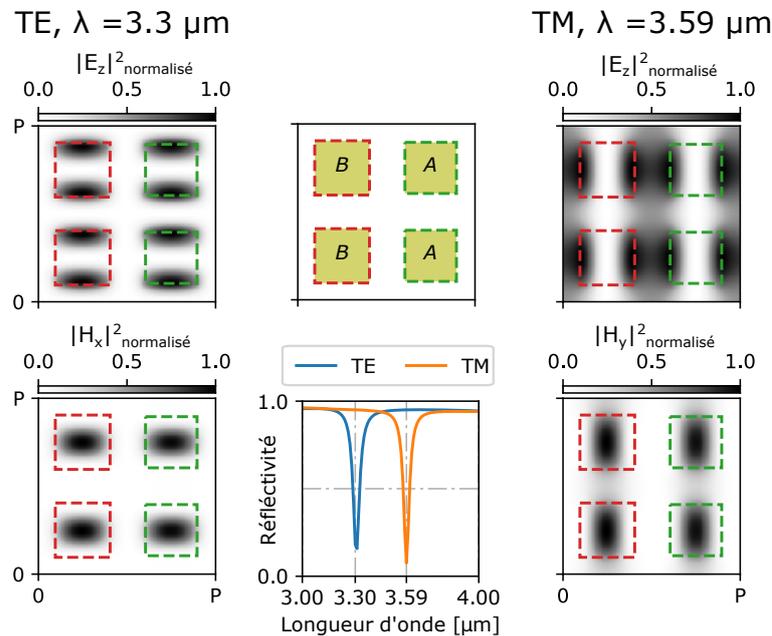


FIGURE 9.5 – (a) Représentation schématique de la face supérieure d’une période du nFPC BABA rappelant la répartition des nFP dans la période. (b) Spectre de réflectivité sous faisceau polarisé TE (bleu) et TM (orange) du nFPC BABA. (c) Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées de  $|E_z|^2$  et de (d)  $|H_x|^2$  pour l’incidence TE à la résonance ( $\lambda = 3.30 \mu\text{m}$ ). (e) Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées de  $|E_z|^2$  et de (f)  $|H_y|^2$  pour l’incidence TM à la résonance ( $\lambda = 3.59 \mu\text{m}$ ). Les carrés en tiretés représentent les positions des nFP et donc du diélectrique en SiC, le code couleur correspond à leurs dimensions (vert :  $L_A = 640 \text{ nm}$ ; rouge :  $L_B = 680 \text{ nm}$ .)

### 9.1.3 Structures nFPc-2D à quatre cavités différentes

Nous allons discuter ici des résultats obtenus pour des nFPc carrés de quatre dimensions différentes  $L_A = 640$  nm,  $L_B = 680$  nm,  $L_C = 780$  nm et  $L_D = 840$  nm de sorte à garder les deux plus petits résonateurs équivalents à ceux étudiés dans le paragraphe précédent. Ce système nFPc-2D à quatre nFP présente une complexité très importante. En effet, la figure 9.6 présente les réflectivités des trois variations de la structure (ABCD, ADCB et ADBC) sous illumination normale polarisée TE ou TM. A l'exception de la structure ABCD illuminée sous polarisation TE, tous les spectres de réflectivité présentent trois résonances de types nFPc plus ou moins proches du couplage critique (c'est-à-dire plus ou moins proche d'une réflectivité nulle à la résonance). Ainsi, nous retrouvons trois couplages résonnants entre nFP dont certains ne sont pas parfaitement optimisés.

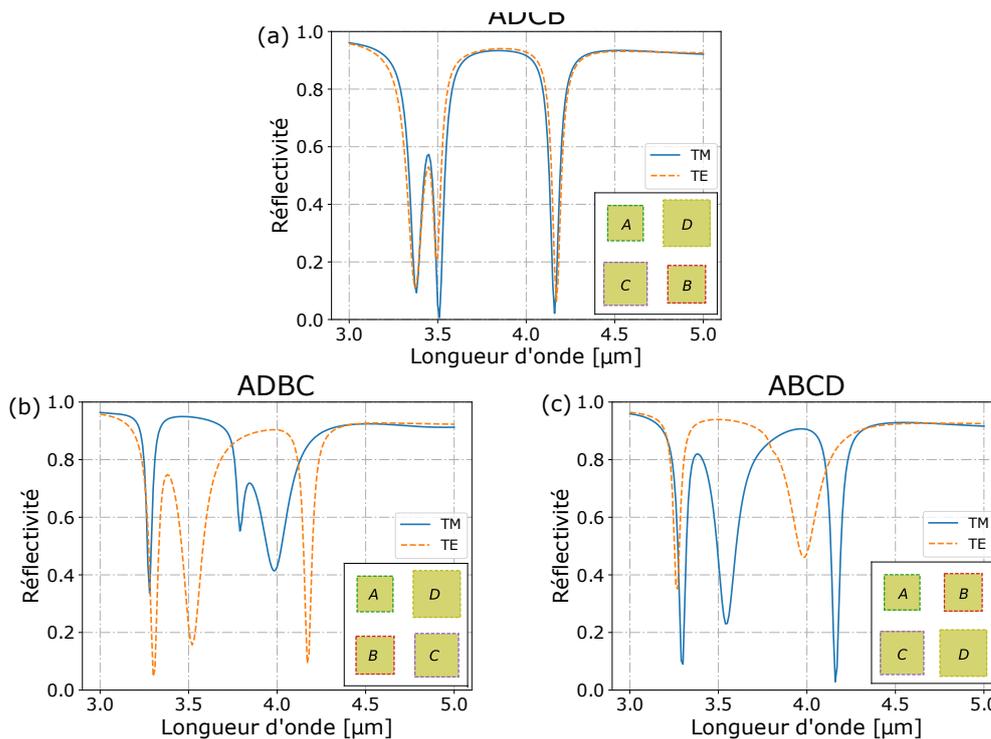


FIGURE 9.6 – (a) Réflectivité de la structure ADCB. (b) Réflectivité de la structure ADBC. (c) Réflectivité de la structure ABCD.

Comme nous pouvons le voir, la structure ADCB est particulièrement intéressante dans ce cas d'étude car les résonances à  $\lambda = 3.38$   $\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 3.51$   $\mu\text{m}$  et  $\lambda = 4.16$   $\mu\text{m}$  sont toutes proches du couplage critique et sont identiques pour les deux polarisations avec des facteurs de qualité respectifs de 40, 60 et 65.

Les structures ABCD et ADBC présentent trois résonances de nFPc aux couplages critiques que dans une seule polarisation (respectivement TM et TE). De façon surprenante, le spectre TM de ABCD et le spectre TE de ADBC sont identiques à la valeur du minimum de réflectivité de la seconde résonance près. Ces similitudes de spectre entre les structures sont de prime abord inattendues mais sont, comme nous le verrons, riches d'enseignements.

Afin de mieux comprendre ces comportements, j'ai tracé, sur la figure 9.7, la répartition des intensités  $|H_x|^2$  et  $|H_y|^2$  aux trois longueurs d'onde de résonance pour la structure ADCB illuminée respectivement sous polarisation TE et TM. La localisation des intensités H permet de déterminer facilement quels sont les nFP mis en jeu pour les résonances de couplage. La première chose remarquable est que chaque résonance ne fait pas intervenir uniquement deux carrés mais trois voire quatre nFP dans des ratios différents.

Ainsi, la première résonance utilise les nFP A, C et D et la troisième utilise principalement C et D. Or ces ensembles de nFP sont invariants par rotation de  $90^\circ$ , ce qui explique que les résonances soient identiques.

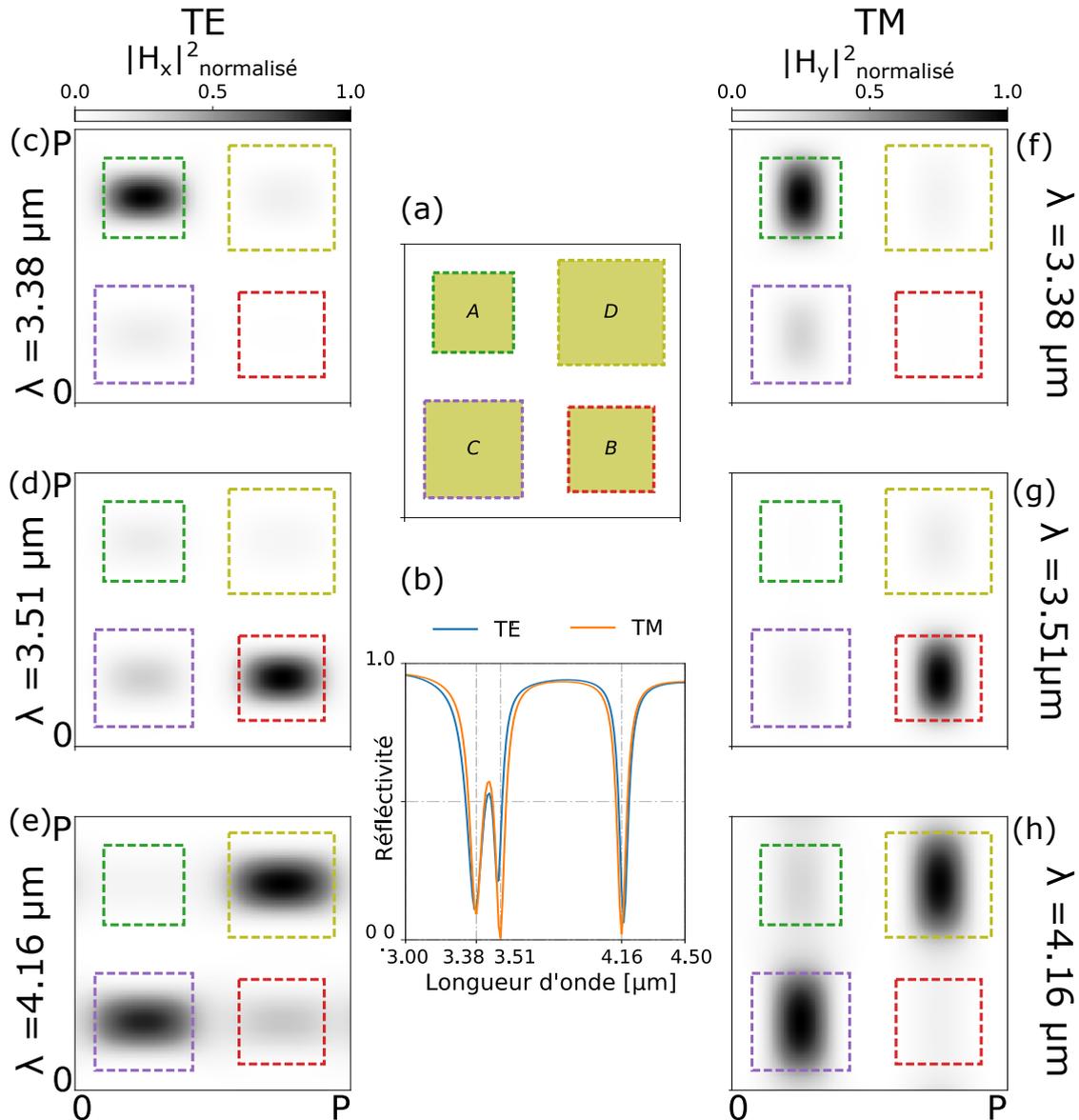


FIGURE 9.7 – (a) Représentation schématique de la face supérieure d’une période du nFPC ADCB rappelant la répartition des nFP dans la période. (b) Spectre de réflectivité sous faisceau polarisé TE (bleu) et TM (orange) du nFPC ADCB. Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées  $|H_x|^2$  pour l’incidence TE aux longueurs d’onde de résonance (c)  $\lambda = 3.38 \mu\text{m}$  (d)  $\lambda = 3.51 \mu\text{m}$  et (e)  $\lambda = 4.16 \mu\text{m}$ . Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC des intensités normalisées  $|H_y|^2$  pour l’incidence TM aux longueurs d’onde de résonance (f)  $\lambda = 3.38 \mu\text{m}$  (g)  $\lambda = 3.51 \mu\text{m}$  et (h)  $\lambda = 4.16 \mu\text{m}$ . Les carrés en pointillés représentent les positions des nFP et donc du diélectrique en SiC, le code couleur correspond à leurs dimensions (vert :  $L_A = 640 \text{ nm}$ ; rouge :  $L_B = 680 \text{ nm}$ ; violet :  $L_C = 780 \text{ nm}$ ; jaune :  $L_D = 840 \text{ nm}$ )

La seconde résonance (à  $\lambda = 3.51 \mu\text{m}$ ) est plus compliquée à analyser. En effet, sous polarisation TE, les quatre nFP semblent participer alors que sous polarisation TM, le nFP A est exclu de la résonance. Cependant, au vu de l’intensité du champ sous le nFP A, son influence peut être négligée au premier ordre et peut expliquer la faible différence entre les résonances TM et TE. Ainsi, bien que la structure ADCB ne soit pas invariante par rotation de  $90^\circ$ , les ensembles de nFP qui se couplent forment des sous-ensembles qui sont, eux, invariants par cette même rotation; d’où la similitude des spectres de réflectivité en polarisation TE et TM.

La figure 9.8 montre que la même explication peut être donnée pour la similitude des spectres de ré-

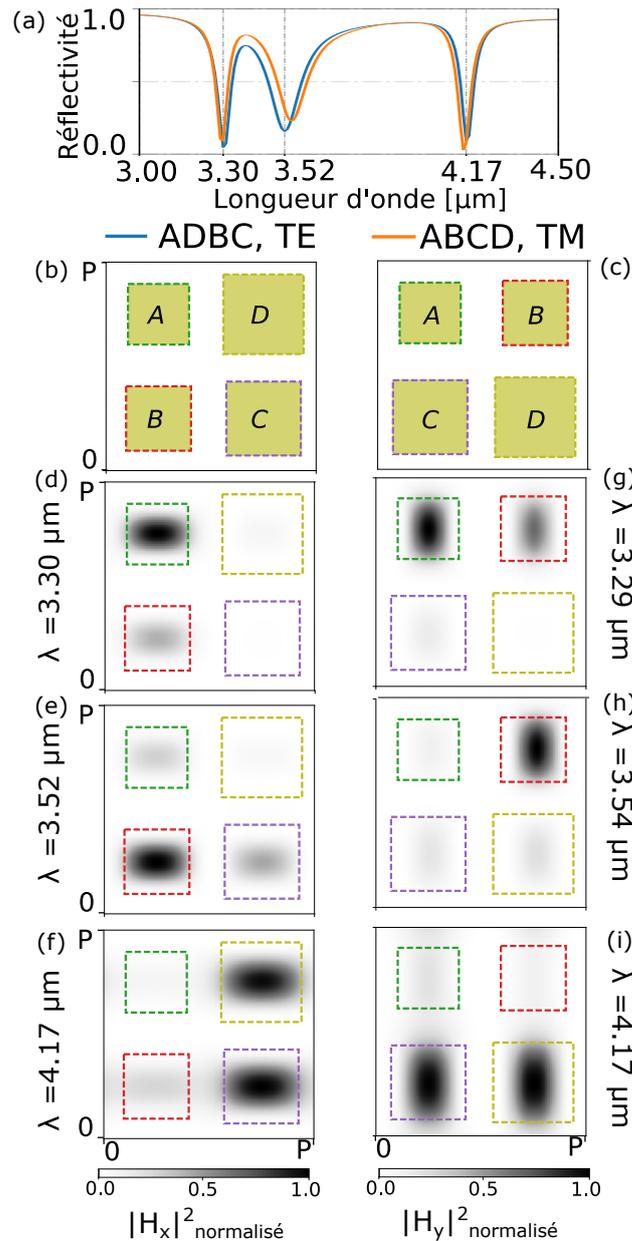


FIGURE 9.8 – (a) Spectre de réflectivité du nFPc-2D ADBC sous faisceau polarisé TE (bleu) et du nFPc-2D ABCD sous faisceau polarisé TM (orange). Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC de l'intensité normalisée  $|H_x|^2$  dans la structure ADBC sous faisceau polarisé TE aux longueurs d'onde de résonance. (b) Représentation schématique de la face supérieure d'une période du nFPc ADBC rappelant la répartition des nFP dans la période. (c) Représentation schématique de la face supérieure d'une période du nFPc ABCD rappelant la répartition des nFP dans la période. (d)  $\lambda = 3.30 \mu\text{m}$  (e)  $\lambda = 3.52 \mu\text{m}$  et (f)  $\lambda = 4.17 \mu\text{m}$ . Répartition dans une coupe à mi-hauteur de la couche de SiC de l'intensité normalisée  $|H_y|^2$  dans la structure ABCD sous faisceau polarisé TM aux longueurs d'onde de résonance (f)  $\lambda = 3.29 \mu\text{m}$  (g)  $\lambda = 3.54 \mu\text{m}$  et (h)  $\lambda = 4.17 \mu\text{m}$ . Les carrés en pointillés représentent les positions des nFP et donc du diélectrique en SiC, le code couleur correspond à leurs dimensions (vert :  $L_A = 640 \text{ nm}$ ; rouge :  $L_B = 680 \text{ nm}$ ; violet :  $L_C = 780 \text{ nm}$ ; jaune :  $L_D = 840 \text{ nm}$ )

flectivité des structures ADBC (TE) et ABCD (TM). En effet, les groupes de nFP couplés sont aussi invariants par rotation de  $90^\circ$ . La première résonance est principalement formée par le couplage des nFP A et B. Or dans les deux cas de figure, les nFP A et B sont alignés suivant la direction de polarisation. De même, pour la troisième résonance qui dépend du couplage des nFP C et D. La seconde résonance, à proximité de  $3.53 \mu\text{m}$ ,

est plus complexe car elle met en jeu les 4 nFP mais dans des ratio différents. J'attribue la faible différence de longueur d'onde de résonance au fait que le couplage soit fortement dominé par le nFP B.

## 9.2 Fabrication de nFPc 2D sur guide en SiC

J'ai mené au CNRS/C2N la fabrication d'un échantillon comprenant tous les résonateurs nFPc-2D évoqués dans ce chapitre. Ils forment chacun des dispositifs de 2 mm x 2 mm. La fabrication des nFPc-2D isolés passe par deux étapes sensibles : la lithographie électronique qui définit la taille et la précision du motif, et la gravure du diélectrique de façon isotrope.

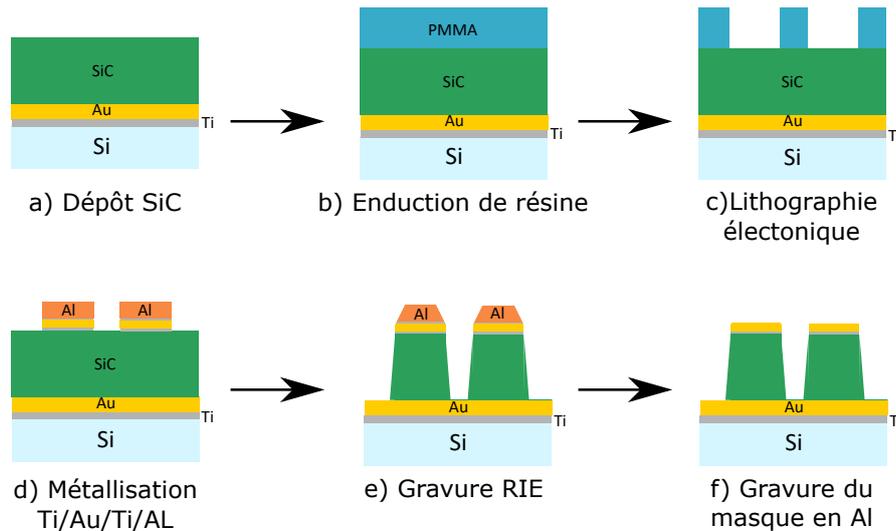


FIGURE 9.9 – Schéma des principales étapes de fabrication des nFPc-2D.

J'ai optimisé les procédés de fabrication, entre autres la gravure RIE de la couche en SiC, en fabriquant trois tests de faible dimension ( $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ ). Finalement, le procédé optimisé est comme suit :

- a) Dépôt métallique titane (20 nm) puis or (200nm) sur un wafer de silice. Puis dépôt de 500 nm de SiC par pulvérisation,
- b) Enduction de résine PMMA A7 à 4000 tours/min,
- c) Lithographie électronique avec une dose de  $900\ \mu\text{C} \cdot \text{cm}^{-2}$  suivi de 90 secondes de développement dans une solution de MIBK,
- d) Dépôt du miroir supérieur des nFP qui servira aussi de masque de gravure : 5 nm de titane, 70 nm d'or, 3 nm de titane et 120 nm d'aluminium. En effet, l'aluminium résiste bien à la gravure RIE que nous utiliserons. Puis Lift-off dans une solution de trichloréthylène,
- e) Gravure RIE pendant 80 minutes (vitesse de gravure d'environ 6 nm/min).
- f) retrait du masque de gravure en aluminium dans une solution de NaOH pendant 20 secondes.

À l'aide de ce procédé de fabrication, nous obtenons les résultats présentés sur la figure 9.10. La largeur des pavés de SiC diffère de 100 nm entre le haut et le bas, ce qui représente environ une différence de 15% de la largeur. De plus, comme le dépôt de SiC fait 500 nm d'épaisseur, les plots présentent des pentes de flanc d'environ  $5^\circ$ . Cet état des flancs pourra être amélioré au travers de l'optimisation de la gravure RIE, mais comme nous le verrons, les gabarits spectraux expérimentaux ne sont que faiblement influencés par les pentes de flanc.

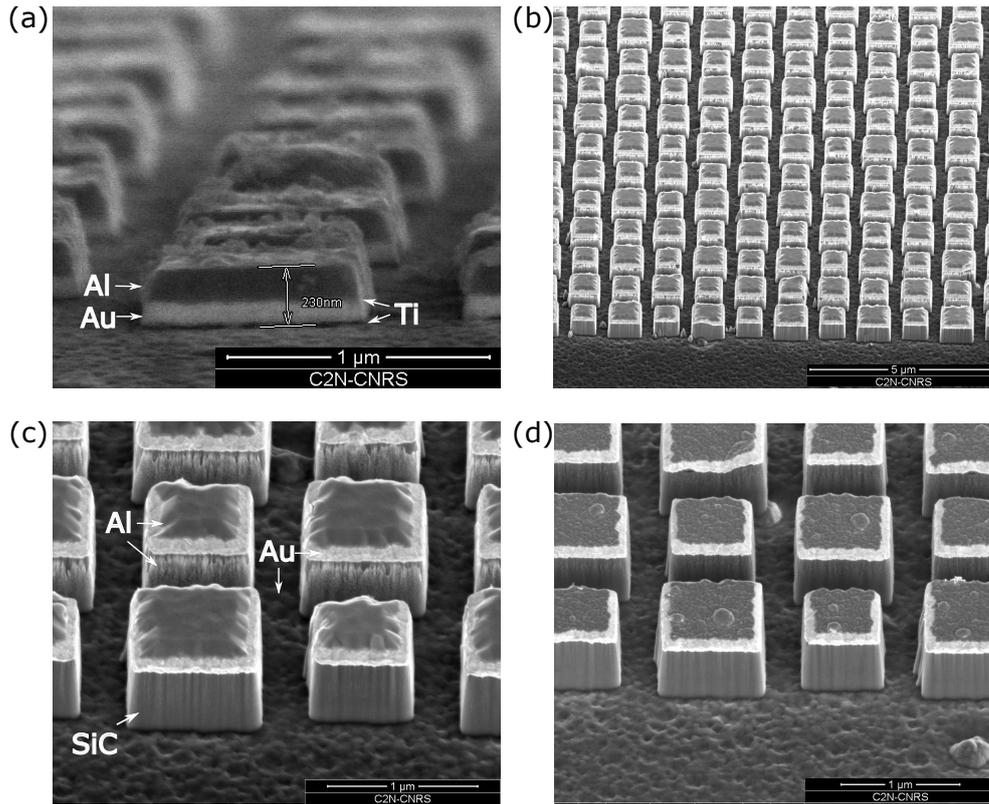


FIGURE 9.10 – Photographies au MEB prises à 45 degrés d’incidence à différentes étapes de la fabrication. (a) Image du masque métallique après l’étape de lift-off. On voit les différentes couches déposées. (b) Image d’une partie de l’échantillon après la gravure RIE. L’ensemble de l’échantillon est homogène et bien gravé. (c) Image d’une période de la structure comprenant quatre nFP différents. (d) Image finale d’une période de la structure après retrait du masque (et re-dépôt) d’aluminium.

### 9.3 Caractérisation

La première étape de caractérisation a consisté en une mesure des dimensions géométriques au microscope électronique à balayage. Il n’est pas évident de déterminer la mesure exacte des plots car les dimensions au pied et au chapeau des plots diffèrent d’environ 100nm et car il y a des re-dépôts de SiC et d’or (venant du miroir en face arrière). Je reporte donc dans le tableau 9.2 les mesures des miroirs supérieurs. Les process de fabrication ont entraîné un biais sur la dimension finale des plots qui sont tous 100 nm plus grands que prévus. Les simulations qui seront présentées ci-dessous seront donc calculées à partir des données mesurées.

TABLEAU 9.2 – Mesure des dimensions des carrés du nFPc-2D

	A	B	C	D
Commande (nm)	640	680	780	840
Mesure (nm)	735 ± 9	776 ± 12	881 ± 15	944 ± 12

J’ai effectué ensuite une première caractérisation optique de l’échantillon à l’aide d’un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) Vertex 70v de Bruker. Le montage en réflexion de cet appareil permet de mesurer la réflectivité de l’échantillon sous un faisceau incident focalisé ( $\pm 6^\circ$  d’angle d’ouverture) à un angle d’incidence réglable entre  $13^\circ$  et  $45^\circ$ .

La figure 9.11 présente les résultats de la caractérisation de l’échantillon BCCB pour un angle d’incidence de  $13^\circ$ . L’accord entre la mesure et la simulation est très bon : la structure fonctionne bien comme

un nFPc à  $3.9\ \mu\text{m}$  dans les deux polarisations. La largeur du pic de résonance diffère cependant : nous mesurons des facteurs de qualité de 28 et 25 respectivement pour les polarisations TE et TM alors que la simulation prédit  $Q = 67$ . Cet élargissement spectral est attribué à l'illumination utilisée par le FTIR. En effet, la structure est illuminée par un faisceau sous un angle d'incidence moyen de  $13^\circ$  mais avec un demi-angle d'ouverture de  $6^\circ$  alors que toutes les modélisations de ce chapitre prennent en compte un faisceau collimaté. Un banc de mesure de réflectivité sous incidence normale collimatée est en cours de montage afin de mesurer le haut facteur de qualité attendu. Finalement, la figure 9.11 présente aussi l'évolution du spectre en réflectivité de la structure BCCB en fonction de l'angle d'incidence de la lumière. On y voit que la structure se comporte de façon identique dans les deux polarisations tel qu'attendu. La structure reste proche du couplage critique jusqu'à  $45^\circ$  mais la longueur d'onde de résonance se déplace vers les plus hautes longueurs d'onde.

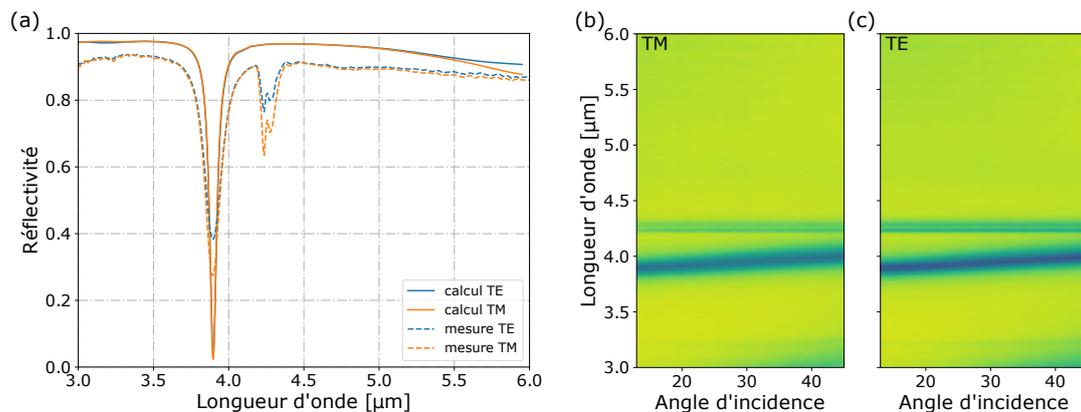


FIGURE 9.11 – (a) Spectres de réflectivité mesurés sous faisceau focalisé (lignes tiretées) et calculés sous faisceau collimaté (lignes pleines) de la structure BCCB sous une incidence de  $13^\circ$  en polarisation TM (orange) et TE (bleu). La chute de réflectivité autour de  $4.2\ \mu\text{m}$  est due à l'absorption du  $\text{CO}_2$  lors de la propagation de la lumière. Évolution angulaire du spectre de réflectivité sous polarisation (b) TM et (c) TE.

La figure 9.12 présente les résultats de la caractérisation de l'échantillon ABCD pour un angle d'incidence de  $13^\circ$  en polarisation TM. Les longueurs d'onde de couplage des trois résonances sont identiques entre modèle et mesure. Seule la position du pic à  $3.7\ \mu\text{m}$ , qui n'est pas totalement résolue par la mesure au FTIR, fait exception. Tout comme pour la mesure du spectre de la structure BCCB, les minimums de réflectivité et les facteurs de qualité ne sont pas aussi élevés que le prévoit le calcul théorique. J'attribue cette différence à l'ouverture angulaire de l'illumination qui n'est pas pris en compte, pour le moment, par les simulations numériques. En effet, comme observable sur le diagramme de dispersion sous polarisation TM tracé sur la figure 9.12, la longueur d'onde de couplage de la résonance centrale (à  $3.9\ \mu\text{m}$  à  $13^\circ$ ) varie moins avec l'angle d'incidence que les deux autres longueurs d'onde de couplage. Or c'est justement cette résonance qui est la mieux résolue par la mesure. Le futur banc de caractérisation devrait résoudre ce problème et permettre une mesure plus proche des simulations. De plus, dans le dépouillement final des résultats, les simulations numériques prendront en compte l'ouverture angulaire du faisceau. Finalement, la mesure de la dispersion de la structure permet de confirmer que, malgré la dépendance angulaire des longueurs d'onde de résonance, les trois couplages restent proches du couplage critique pour tous les angles jusqu'à  $45^\circ$ .

Pour des soucis de calendrier de fabrication, les mesures sur les autres structures nFPc-2D fabriquées sont encore en cours. Les deux résultats présentés ici permettent cependant de confirmer l'existence et l'intérêt des nFPc en deux dimensions.

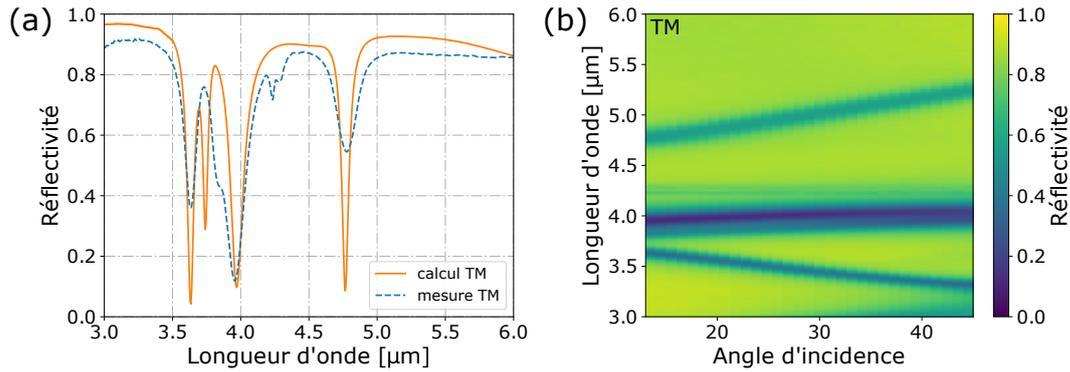


FIGURE 9.12 – (a) Spectres de réflectivité mesuré (ligne tiretée) et calculé (ligne pleine) de la structure ABCD sous une incidence de  $13^\circ$  en polarisation TM. La chute de réflectivité autour de  $4.2\ \mu\text{m}$  est due à l'absorption du  $\text{CO}_2$  lors de la propagation de la lumière. (b) Évolution angulaire du spectre de réflectivité sous polarisation TM.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu vérifier que les nFPc sont compatibles avec les structures en deux dimensions. Nous avons étudié le cas le plus simple à base de cavités cubiques isolées par gravure du diélectrique. Sur ce système, nous avons défini, fabriqué puis caractérisé des structures à deux dimensions de cavités. Nous avons montré que, en fonction de la répartition des cavités dans la structure, il est possible de définir des nFPc insensibles à la polarisation linéaire ou présentant des longueurs d'onde de résonance différentes en fonction de la polarisation.

Nous avons aussi étudié les structures à quatre cavités différentes. Nous avons investigué le comportement des couplages entre les cavités et avons pu expliquer les similitudes entre les spectres de certaines structures par une invariance du groupe de cavités résonantes par rotation de  $90^\circ$ .

Ce travail fait aussi l'objet du brevet précédemment mentionné (numéro d'enregistrement FR 18 55831) et fera l'objet d'une publication quand les caractérisations optiques seront finies.

# Conclusion

Ce travail m'a permis de démontrer l'intérêt de la détection infrarouge par absorption à deux photons au travers de l'étude d'une première génération de diodes nanostructurées présentée dans le chapitre 4. En effet, j'ai pu détecter au travers de ces diodes un flux signal infrarouge à  $3,6 \mu\text{m}$  à température ambiante avec un RSB de 20 à température ambiante. La nanostructure mono-résonante a permis un gain de  $24 \pm 6$  sur la génération de photocourant par NDTPA, permettant d'atteindre une puissance continue équivalente au bruit de 0,25 mW. Cette première génération a donc permis une preuve de concept intéressante mais n'a pas permis la détection de faible flux. En effet, la source de signal était un OPO en régime nanoseconde de sorte que la puissance crête équivalente au bruit était de 166 mW. Deux causes principales limitent cette puissance équivalente au bruit : la faible valeur du gain sur le NDTPA et le bruit du courant généré par PASRH.

La solution la plus simple pour baisser la puissance équivalente au bruit, et donc s'approcher de la détection des faibles flux optiques, est d'augmenter le gain sur le NDTPA induit par la nanostructure. J'ai donc étudié, dans le chapitre 5, des diodes nanostructurées bi-résonantes permettant d'atteindre des gains sur le NDTA supérieurs à 1500 dans les conditions expérimentales. Ainsi, en supposant le niveau de bruit principalement dû au PASRH équivalent, la puissance crête équivalente au bruit devrait être de l'ordre de quelques mW. Les lasers en régime continu émettent une puissance de cet ordre de grandeur dans la bande II de l'infrarouge ( $3 - 5 \mu\text{m}$ ), nous devrions donc être en mesure de les détecter.

De plus, j'ai optimisé les nanostructures de seconde génération en maximisant une nouvelle figure de mérite (voir équation 5.2) propre à diminuer le niveau de PASRH. En effet, j'ai cherché à améliorer le ratio du photocourant produit par NDTPA sur celui généré par PASRH en limitant les zones du semiconducteur qui montrent simultanément une présence de photons pompe et une absence de photons signal.

Une autre voie pour améliorer la détectivité des diodes et de diminuer le photocourant PASRH porteur d'un fort bruit de courant. J'ai présenté une étude du PASRH (voir chapitre 2.3.2) sur des diodes commerciales en GaAs, ce qui m'a permis de déterminer plusieurs solutions envisageables. Une première solution simple mais peu satisfaisante intellectuellement consiste à diminuer la température de fonctionnement. En effet, comme l'effet SRH standard, le PASRH est dépendant de la température et j'ai montré sa disparition pour des températures de 80 K (voir figure 2.6). La température de fonctionnement idéale reste à déterminer mais l'on peut penser que l'utilisation de systèmes Peltier suffirait à diminuer drastiquement le photocourant généré par PASRH. Une seconde idée consiste à maximiser la génération du NDTPA sur celui du PASRH en jouant sur le régime temporel de la source de pompe. En effet, notre expérience a montré que le PASRH ne dépend pas, à puissance moyenne donnée, du régime temporel des faisceaux (voir figure 2.7) alors que le

NDTPA, qui dépend de la densité de photons, y est très sensible. Ainsi, l'utilisation d'une pompe en régime impulsional permettra d'améliorer le ratio photocourant NDTPA sur photocourant PASRH. Cependant, les difficultés expérimentales nous empêchent d'implémenter cette idée tant que la source du signal est elle-même en régime impulsional.

L'orientation à donner à la filière de la détection infrarouge par NDTPA au sein de notre équipe est soumise à court terme aux résultats des diodes de seconde génération. Cependant, j'ai relevé plusieurs points qu'il me semble important d'étudier.

Une étude approfondie du PASRH est actuellement en cours de préparation et sera menée en partie par Maxence Dauphin qui continuera le travail sur la détection infrarouge par NDTPA. En effet, j'ai fabriqué des diodes reportées en InP et en GaAs sans nanostructures afin de permettre l'étude du PASRH dans des structures proches de celles utilisées. Les diodes nues pourront être placées dans un cryostat et illuminées par une source accordable (un supercontinuum filtré par un monochromateur, par exemple). Il sera ainsi possible de comparer le PASRH entre les deux matériaux afin d'avoir un choix raisonné sur le semiconducteur à employer. Nous pourrions aussi déterminer la température à partir de laquelle le niveau du photocourant généré par PASRH devient acceptable. Finalement, nous pourrions étudier l'évolution spectrale du PASRH. Cela nous permettra de déterminer si les configurations extrêmement dégénérées (les photons pompes sont d'énergie proche de l'énergie de gap  $E_p \geq 0.9E_g$ ) sont envisageables dans notre configuration. Cette étude déterminera donc si les jonctions PIN reportées que nous utilisons nous permettent d'envisager la détection de signaux infrarouges en bande III (8 – 12  $\mu\text{m}$ ).

A plus long terme, il me semble primordial d'analyser deux éléments sur lesquels je n'ai pas eu le temps de travailler : la nature du matériau actif et la gestion de la pompe. Si l'étude de ce manuscrit s'est concentrée sur les homo-jonctions PIN, ce ne sont pas les seuls candidats pour la détection par NDTPA. En effet, nous pouvons imaginer des jonctions plus complexes comprenant une ou plusieurs barrières de diffusion comme celles mises en place par M. Verdun dans sa thèse<sup>4</sup>. Plusieurs travaux ont également prédit de grands coefficients d'absorption à deux photons non-dégénérés dans des puits quantiques<sup>5</sup> qui sont compatibles avec nos architectures.

Finalement, la dernière évolution dont je parlerai dans ces perspectives concerne la gestion de la pompe. En effet, toutes les architectures présentées jusqu'ici utilisent une pompe externe massive qui éclaire l'échantillon en face avant. Cependant, dans une visée applicative, il est souhaitable de miniaturiser la pompe et de l'associer directement à la photodiode de sorte à obtenir, *in fine*, une architecture globale aussi proche que possible des matrices de détecteurs actuels. A ce titre, nous pourrions imaginer fabriquer des photodiodes avec une illumination pompe en face arrière. Ces diodes présenteraient une nanostructure sur la face supérieure pour la résonance en signal et une nanostructure sur la face inférieure pour la résonance de pompe. Cela aurait de nombreux avantages parmi lesquels : un relâchement de contrainte sur la nanostructure supérieure, une simplification notable de l'illumination due à la suppression des problèmes de chromatisme de l'optique de focalisation et surtout la possibilité de fabriquer une source de pompe micrométrique, solide des photodiodes sous la forme, par exemple, de diodes électro-luminescentes. Cette idée, bien que technologiquement complexe, représenterait une simplification importante de la caractérisation et un intérêt à long terme pour la filière de détection par NDTPA.

La dernière partie de ce manuscrit a été consacrée à l'étude des résonateurs nano Fabry-Perot couplés (nFPc) que j'ai identifiés lors de la conception des diodes de seconde génération. J'ai étudié cette résonance sur un système théorique simple bi-sillon et en ai tiré un modèle analytique basé sur ceux des nano Fabry-Perot (nFP) sillons classiques et prenant en compte le couplage entre les cavités. J'ai ensuite étudié la possibilité de combiner plusieurs nFPc dans des structures tri et quadri-sillons et même la combinaison de nano Fabry-Perot couplés (nFPc) et de nano Fabry-Perot classique (nFP) dans la conception d'un filtre

<sup>4</sup>M. VERDUN. « Photodétecteurs InGaAs Nanostructurés pour l'Imagerie Infrarouge ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2016.

<sup>5</sup>H. S. PATTANAİK et al. « Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 52.3 (mar. 2016), p. 1-14.

passer bande aux flancs raides. Les nFPc sillons possèdent la majorité des propriétés des nFP sillons classiques mais présentent un grand facteur de qualité, piloté par la largeur des sillons, qui peut atteindre des valeurs supérieures à 100. De plus, les facteurs d'aspect plus faibles des sillons du nFPc comparés à ceux des nFP simplifient grandement leur fabrication. Ainsi, nous pouvons imaginer l'utilisation des nFPc dans tous les domaines où les nFP ont été utilisés mais où le facteur de qualité limité avait posé problème. Les nFPc sont donc prometteurs pour de nombreuses applications parmi lesquelles l'émission thermique<sup>6</sup>, la détection infrarouge<sup>7</sup> ou le biosensing<sup>8</sup>. Cependant, la fabrication de sillons de profondeurs différentes, même de petit facteur d'aspect, reste un défi technologique.

J'ai alors démontré que l'équivalence qui existe entre les nFP sillon et nFP ruban se retrouve dans le cadre des nFPc. Ainsi, j'ai pu mener une démonstration expérimentale des nFPc sur des architectures bi et tri-rubans. L'accord entre les mesures des spectres de réflectivité dans différentes configurations et les simulations est excellent et confirme les hauts facteurs de qualité prévu par la théorie, l'accordabilité de la résonance et la possibilité de combiner des nFPc. La grande simplicité de fabrication de cette architecture ruban permettra, je pense, une dissémination des résonateurs nFPc au sein de la communauté. Finalement, j'ai conclu mon étude des nFPc par une démonstration expérimentale des nFPc-2D. J'ai démontré, sur des systèmes simples, que la répartition des résonateurs dans la période permet d'obtenir des gabarits spectraux variés : spectre identique dans les deux directions de polarisation, longueur d'onde de résonance dépendant de la polarisation et combinaison de plusieurs résonances. Je n'ai cependant travaillé, dans cette étude du nFPc-2D, que sur quelques structures simples. De la même manière que ce qui a été fait dans la littérature pour les structures nFP classiques, nous pouvons imaginer des nFPc-2D bien plus astucieux. Les miroirs de cavité peuvent par exemple avoir des formes différentes : des rectangles pour superposer les gabarits souhaités dans les deux polarisations<sup>9</sup> ou augmenter le nombre de nFPc par période, des croix<sup>10</sup> voire des disques<sup>11</sup>. De même, la génération d'architectures combinant nFPc et nFP, similaires à ceux vus pour les nFPc sillons, est aussi envisageable.

A plus ou moins long terme, trois chantiers d'étude des nFPc me semblent importants. Le premier concerne l'étude théorique de ces résonateurs. En effet, si le système bi-sillon est bien modélisé, l'évolution du couplage dans les configurations plus complexes n'est que partiellement comprise. De plus, la théorie des structures rubans reste encore à écrire. Un deuxième point d'étude est celui du dimensionnement pour d'autres gammes spectrales. Les deux architectures sont *a priori* compatibles à toutes longueurs d'ondes mais les dimensions géométriques peuvent devenir problématiques. Finalement, la dernière étude à mener est plus applicative. Le haut facteur de qualité, couplé à un retour à une absorption quasi-nulle, font des nFPc d'excellents candidats pour l'émission thermique ou la détection de gaz.

---

<sup>6</sup>MIZAZAKI et al., « Thermal emission of two-color polarized infrared waves from integrated plasmon cavities »; MAKHSIYAN et al., « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ».

<sup>7</sup>KNIGHT et al., « Photodetection with Active Optical Antennas ».

<sup>8</sup>CATTONI et al., «  $\lambda/1000$  Plasmonic Nanocavities for Biosensing Fabricated by Soft UV Nanoimprint Lithography »; DHAWAN et al., « Narrow groove plasmonic nano-gratings for surface plasmon resonance sensing ».

<sup>9</sup>MAKHSIYAN et al., « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ».

<sup>10</sup>X. LIU et al. « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ». *Physical Review Letters* 104.20 (2010), p. 207403.

<sup>11</sup>I. PUSCASU et al. « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 233102.



# Bibliographie

- AVERSA, C. et al. « Third-order optical nonlinearities in semiconductors: The two-band model ». *Physical Review B* 50 (24 déc. 1994), p. 18073-18082 (cf. p. 19).
- BARH, A. et al. « Ultra-broadband mid-wave-IR upconversion detection ». *Optics Letters* 42.8 (2017), p. 1504-1507 (cf. p. 16).
- BOITIER, F. « Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semi-conducteurs ». Thèse de doct. Ecole Polytechnique, 2011 (cf. p. 16).
- BOITIER, F. et al. « Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors ». *Nature Physics* 5.4 (2009), p. 267-270 (cf. p. 1).
- BOUCHON, P. « Ingénierie d'indice optique à base de nanostructures métalliques ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2011 (cf. p. 77, 80).
- BOUCHON, P. et al. « Fast modal method for subwavelength gratings based on B-spline formulation ». *Journal of the Optical Society of America A* 27.4 (avr. 2010), p. 696-702 (cf. p. 30, 39).
- BOUCHON, P. et al. « Reduced scattering-matrix algorithm for high-density plasmonic structures ». *Optics Letters* 35.19 (2010), p. 3222-3224 (cf. p. 31).
- BOUCHON, P. et al. « Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators ». *Applied Physics Letters* 98 (2011), p. 191109 (cf. p. 77).
- BOUCHON, P. et al. « Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas ». *Optics Letters* 37.6 (2012), p. 1038-1040 (cf. p. 107).
- CATTONI, A. et al. «  $\lambda/1000$  Plasmonic Nanocavities for Biosensing Fabricated by Soft UV Nanoimprint Lithography ». *Nano Letters* 11.9 (2011), p. 3557-3563 (cf. p. 80, 121).
- CUI, Y. et al. « Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers ». *Laser & Photonics Reviews* 8.4 (2014), p. 495-520 (cf. p. 80).
- DAM, J.S. et al. « High-resolution two-dimensional image upconversion of incoherent light ». *Optics Letters* 35.22 (2010), p. 3796-3798 (cf. p. 16).
- DEMUR, R. et al. « Near-infrared to visible upconversion imaging using a broadband pump laser ». *Optics Express* 26.10 (mai 2018), p. 13252-13263 (cf. p. 16).
- DHAWAN, A. et al. « Narrow groove plasmonic nano-gratings for surface plasmon resonance sensing ». *Optics Express* 19.2 (2011), p. 787-813 (cf. p. 80, 121).
- FABRY, C. et al. « Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle ». *Ann. Chim. Phys* 16.7 (1899), p. 115 (cf. p. 77).
- FISHMAN, D. A. et al. « Sensitive mid-infrared detection in wide-bandgap semiconductors using extreme non-degenerate two-photon absorption ». *Nature Photonics* 5 (2011), p. 561-565 (cf. p. 16, 18).

- FIX, B. et al. « High-quality-factor double Fabry-Pérot plasmonic nanoresonator ». *Optics Letters* 42.24 (déc. 2017), p. 5062-5065 (cf. p. 86).
- FIX, B. et al. « Nanostructured diode for infrared photodetection through nondegenerate two-photon absorption ». *Applied Physics Letters* 111 (juil. 2017), p. 041102 (cf. p. 39).
- FOLLIOT, H. et al. « Two-photon absorption photocurrent enhancement in bulk AlGaAs semiconductor microcavities ». *Applied Physics Letters* 80.8 (2002), p. 1328-1330 (cf. p. 29).
- FOLLIOT, H. et al. « Two-photon-induced photoconductivity enhancement in semiconductor microcavities: a theoretical investigation ». *Journal of the Optical Society of America B* 19.10 (2002), p. 2396-2402 (cf. p. 29).
- GROVE, A.S. *Physics and technology of semiconductor devices*. John Wiley & Sons Inc, 1967 (cf. p. 22).
- HAO, J. et al. « High performance optical absorber based on a plasmonic metamaterial ». *Applied Physics Letters* 96.25 (2010), p. 251104 (cf. p. 107).
- HERSCHEL, W. « Experiments on the Refrangibility of the invisible- Rays of th. Sun ». *The Royal Society Publishing* (1800) (cf. p. 8).
- HUGONIN, J.P. et al. *Reticolo software for grating analysis, Institut d'Optique, Palaiseau, France* (2005) (cf. p. 30, 109).
- IKEDA, K. et al. « Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 021117 (cf. p. 80).
- KNIGHT, M.W. et al. « Photodetection with Active Optical Antennas ». *Science* 332.6030 (2011), p. 702 (cf. p. 80, 121).
- KOECHLIN, C. et al. « Analytical description of subwavelength plasmonic MIM resonators and of their combination ». *Optics express* 21.6 (2013), p. 7025-7032 (cf. p. 65, 80, 84, 98).
- KOPYTKO, M. et al. « Optimization of a HOT LWIR HgCdTe Photodiode for Fast Response and High Detectivity in Zero-Bias Operation Mode ». *Journal of Electronic Materials* 46.10 (2017), p. 6045-6055 (cf. p. 9).
- LALANNE, P. et al. « Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization ». *Journal of the Optical Society of America A* 13.4 (1996), p. 779-784 (cf. p. 30).
- LALANNE, P. et al. « One-mode model and Airy-like formulae for one-dimensional metallic gratings ». *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 2 (2000), p. 48 (cf. p. 78).
- LAURENT, L. et al. « Low noise torsional mechanical resonator for 12 $\mu$ m microbolometers ». *Proc.SPIE* 9974 ( ) (cf. p. 8).
- LE PERCHEC, J. et al. « Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region ». *Applied Physics Letters* 94 (2009), p. 181104 (cf. p. 34).
- LE PERCHEC, J. et al. « Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter ». *Applied Physics Letters* 100.11, 113305 (2012) (cf. p. 34, 106).
- LE PERCHEC, J. et al. « Why metallic surfaces with grooves a few nanometers deep and wide may strongly absorb visible light ». *Physical Review Letters* 100.6 (2008), p. 66408 (cf. p. 77).
- LÉVÊQUE, G. et al. « Tunable composite nanoparticle for plasmonics ». *Optics Letters* 31.18 (2006), p. 2750-2752 (cf. p. 107).
- LIU, X. et al. « Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance ». *Physical Review Letters* 104.20 (2010), p. 207403 (cf. p. 121).
- MAGNUSSON, R. et al. « New principle for optical filters ». *Applied Physics Letters* 61.9 (1992), p. 1022-1024 (cf. p. 32, 40).
- MAKHSIYAN, M. « Nano-émetteurs thermiques multi-spectraux ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2017 (cf. p. 99).
- MAKHSIYAN, M. et al. « Shaping the spatial and spectral emissivity at the diffraction limit ». *Applied Physics Letters* 107.25 (2015), p. 251103 (cf. p. 107, 121).
- MARIA, Goppert-Mayer. « Uber Elementarakte mit zwei Quantensprüngen ». *Annalen der Physik* 401.3 (1931), p. 273-294 (cf. p. 16).
- MARQUIER, F. et al. « Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes ». *Optics Express* 13.1 (2005), p. 70-76 (cf. p. 108).

- MASON, JA et al. « Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial ». *Applied Physics Letters* 98 (2011), p. 241105 (cf. p. 98).
- MIYAZAKI, H.T. et al. « Squeezing visible light waves into a 3-nm-thick and 55-nm-long plasmon cavity ». *Physical Review Letters* 96.9 (2006), p. 97401 (cf. p. 77).
- MIYAZAKI, H.T. et al. « Thermal emission of two-color polarized infrared waves from integrated plasmon cavities ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 141114 (cf. p. 80, 121).
- PALAFERRI, D et al. « Room-temperature nine-microm-wavelength photodetectors and GHz-frequency heterodyne receivers ». *Nature* 556 (2018), p. 85-88 (cf. p. 34).
- PATTANAIK, H. S. et al. « Enhancement of Two-Photon Absorption in Quantum Wells for Extremely Nondegenerate Photon Pairs ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 52.3 (mar. 2016), p. 1-14 (cf. p. 120).
- PORTIER, B. et al. « Resonant metallic nanostructure for enhanced two-photon absorption in a thin GaAs p-i-n diode ». *Applied Physics Letters* 105.1 (2014), p. 011108 (cf. p. 2, 16, 18, 41, 44, 64).
- PORTO, J.A. et al. « Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits ». *Physical Review Letters* 83.14 (1999), p. 2845-2848 (cf. p. 77).
- PUSCASU, I. et al. « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches ». *Applied Physics Letters* 92 (2008), p. 233102 (cf. p. 121).
- ROGALSKI, A. « Infrared detectors: an overview ». *Infrared Physics and Technology* 43.3 (2002), p. 187-210 (cf. p. 8).
- ROGALSKI, A. et al. « Third-generation infrared photodetector arrays ». *Journal of Applied Physics* 105.9 (2009), p. 091101 (cf. p. 9, 11).
- ROSENCHER, E et al. *Optoélectronique, Dunod*. 2002 (cf. p. 10).
- SAID, A. A. et al. « Determination of bound-electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe ». *Journal of the Optical Society of America B* 9.3 (1992), p. 405-414 (cf. p. 25).
- SAÏSSY, A. et al. « Absolute measurement of the 1.06  $\mu\text{m}$  two-photon absorption coefficient in GaAs ». English. *Applied Physics* 15.1 (1978), p. 99-102 (cf. p. 25).
- SAKAT, E. et al. « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for band-pass filtering ». *Optics Letters* 36.16 (août 2011), p. 3054-3056 (cf. p. 32, 40).
- SAKAT, E. et al. « Metal-dielectric bi-atomic structure for angular-tolerant spectral filtering ». *Optics Letters* 38.4 (fév. 2013), p. 425-427 (cf. p. 32).
- SHARON, A. et al. « Resonant grating-waveguide structures for visible and near-infrared radiation ». *Journal of the Optical Society of America A* 14.11 (nov. 1997), p. 2985-2993 (cf. p. 32).
- SHEIK-BAHAE, M. et al. « Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids ». *IEEE Journal of Quantum Electronics* 27.6 (juin 1991), p. 1296-1309 (cf. p. 17, 18).
- SHEIK-BAHAE, M. et al. « Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam ». *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 26.4 (1990), p. 760-769 (cf. p. 23).
- SKAULI, T. et al. « Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics ». *Journal of Applied Physics* 94.10 (2003), p. 6447-6455 (cf. p. 40).
- SZE, S.M. et al. *Physics of Semiconductor Devices*. 2006 (cf. p. 10).
- TAKAKURA, Y. « Optical Resonance in a Narrow Slit in a Thick Metallic Screen ». *Physical Review Letters* 86 (24 2001), p. 5601-5603 (cf. p. 33).
- TANABE, T. et al. « All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip ». *Applied Physics Letters* 96.10 (2010) (cf. p. 29).
- VAN STRYLAND, E.W. et al. « Energy band-gap dependence of two-photon absorption ». *Optics Letters* 10.10 (1985), p. 490-492 (cf. p. 17, 25, 39, 41, 64).
- VERDUN, M. « Photodétecteurs InGaAs Nanostructurés pour l'Imagerie Infrarouge ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2016 (cf. p. 120).
- VEST, B. « Absorption a deux photons pour la detection infrarouge ». Thèse de doct. Ecole polytechnique, 2015 (cf. p. 16, 17, 27).

- VEST, B. et al. « Competition between sub-bandgap linear detection and degenerate two-photon absorption in gallium arsenide photodiodes ». *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications* 12.1 (déc. 2016), p. 26 (cf. p. 22, 26, 27).
- VEST, B. et al. « Silicon sub-bandgap photon linear detection in two-photon experiments: A photo-assisted Shockley-Read-Hall mechanism ». *Applied Physics Letters* 102.3 (2013), p. 031105 (cf. p. 2, 22).
- WALLIS, G. et al. « Field Assisted Glass-Metal Sealing ». *Journal of Applied Physics* (1969) (cf. p. 45).
- WEI, C. et al. « Electric field enhancement in guided-mode resonance filters ». *Optics Letters* 31.9 (2006), p. 1223-1225 (cf. p. 32).
- YON, J. J. et al. « Latest improvements in microbolometer thin film packaging: paving the way for low-cost consumer applications ». *Proc.SPIE* 9070 (2014) (cf. p. 8).

**Titre** : Diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par processus d'absorption à deux photons non-dégénérés

**Mots clés** : Détection / Infrarouge / Nanostructure / Optique non-linéaire

**Résumé** : Mes travaux de thèses portent sur l'étude de la photodétection infrarouge par processus d'absorption à deux photons non-dégénérés (NDTPA) dans des diodes nanostructurées à grand gap. Ce concept innovant permet en effet la détection infrarouge sans avoir recours aux systèmes de refroidissement du détecteur.

Dans un premier temps, je recherche les paramètres clés de cette étude. Pour commencer, j'étudie, théoriquement et expérimentalement, la compétition entre deux processus d'absorption sub-gap : l'absorption à deux photons, qui est un processus non linéaire du troisième ordre, et l'absorption linéaire sub-gap sur les défauts du semiconducteur (PASRH). La faible efficacité du NDTPA m'a ensuite amené à étudier des nanostructures capables de concentrer le champ lumineux dans une jonction en semiconducteur, donc d'augmenter l'efficacité absorption.

Dans un second temps, je présente la conception, la fabrication en salle blanche et la caractérisation de deux générations de diodes nanostructurées pour la détection infrarouge par NDTPA. Les diodes de première génération sont des jonctions PIN en InP

dont l'électrode supérieure nanostructurée est mono-résonante à  $3.39 \mu\text{m}$ . J'ai vérifié leurs propriétés électrique et optique sur un banc dédié que j'ai monté. Finalement, je démontre la détection d'un flux infrarouge à température ambiante par NDTPA et avec un rapport signal sur bruit de 15. Une caractérisation du photocourant mesuré permet de déterminer que la nanostructure permet un gain de 24 sur la génération de photocourant par NDTPA.

Après une analyse de cette étude et de ses difficultés, je propose et fabrique une seconde génération de diode nanostructurée résonante aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Ce nouveau design permet d'atteindre des gains théorique de l'ordre de 1500 sur la génération de photocourant par NDTPA tout en limitant le photocourant parasite généré par PASRH.

Finalement, dans un dernier volet, je présente un nouveau type de nano résonateurs à haut facteur de qualité utilisé dans le cadre des diodes de seconde génération. J'en présente un modèle analytique ainsi que ses principales propriétés.

**Title** : Nanostructured diodes for infrared detection through non-degenerate two photons absorption

**Keywords** : Detection / Infrared / Nanostructure / Non-linear optics

**Abstract** : My thesis work is focused on infrared photodetection through non-degenerated two photons absorption (NDTPA) in a nanostructured large band-gap diode. This innovative concept is an alternative scheme for infrared detection at high operating temperatures.

In a first step I will search for the key parameters of this study. I start by studying, theoretically and experimentally, the competition between two sub-gap absorption processes : the NDTPA, which is a non-linear phenomena of the third order, and the linear sub-bandgap absorption on the semiconductors defects (PASRH). Steered by the intrinsically low absorption efficiency of NDTPA, I studied the amplification of photocurrent generation through the fields concentration induced by a nanostructure.

In a second time, I present the computed design, the fabrication inside a clean-room and the characterisation of two generations of nanostructured diodes. The first generation diodes are PIN junctions made of

InP whose nanostructured top electrodes are mono-resonant at the signal wavelength ( $3.39 \mu\text{m}$ ). I checked their electrical and optical properties on a dedicated bench that I designed. Finally I demonstrate an infrared detection at room temperature through NDTPA with a signal-to-noise ratio above 15. A gain of 24 on the generation of photocurrent is attributed to the nanostructure.

After an analysis of this first study, I designed and fabricated a second generation of nanostructured diode which are resonant at both the signal and the pump wavelength. This new design can theoretically achieve a gain around 1500 on the generated photocurrent while keeping the parasite PASRH photocurrent under control.

Finally in a last part, I study a new high-quality factor nano-resonator which has been used in the design of the second generations diodes. I present an analytical model as well as their principals properties.

