



HAL
open science

Etude de cavités membranaires GaAs à autocollimation

Julien Campos

► **To cite this version:**

Julien Campos. Etude de cavités membranaires GaAs à autocollimation. Electromagnétisme. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011. Français. NNT: . tel-00676804

HAL Id: tel-00676804

<https://theses.hal.science/tel-00676804>

Submitted on 6 Mar 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III – Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : *Micro-Ondes, Electromagnétisme, et Optoélectronique*

Présentée et soutenue par *Julien CAMPOS*
Le 13 décembre 2011

Titre : *Étude de cavités membranaires GaAs à autocollimation.*

JURY

PARRA Thierry, Professeur (Président)
BARTHÉLÉMY Alain, Directeur de Recherche CNRS (Rapporteur)
SEASSAL Christian, Directeur de Recherche CNRS (Rapporteur)
CALVEZ Stephane, Associate Team Leader (Examinateur)
CLUZEL Benoit, Maître de conférences (Examinateur)
LOZES Françoise, Directeur de Recherche CNRS (Directrice de thèse)
MONMAYRANT Antoine, Chargé de Recherche CNRS (Directeur de thèse)
CENTENO Emmanuel, Professeur (Membre invité)

Ecole doctorale : *Génie Electrique, Electronique et Télécommunications (GEET)*

Unité de recherche : LAAS-CNRS UPR 8001

Directeur(s) de Thèse : *LOZES Françoise, MONMAYRANT Antoine*

Rapporteurs : *BARTHÉLÉMY Alain, SEASSAL Christian*

REMERCIEMENTS

Les paroles s'envolent mais les écrits restent. J'espère par conséquent oublier personne dans cette partie où je remercie celles et ceux qui ont été acteurs de cette épisode de ma vie. Si cela devait se produire, je leur prie d'avance de bien vouloir m'excuser.

Je tiens à remercier les membres du jury à commencer par mes rapporteurs, Mr Alain Barthélémy et Mr Christian Seassal, pour avoir accepté d'évaluer mes travaux. Je remercie les examinateurs, Mr Stéphane Calvez, Mr Benoit Cluzel ainsi que Mr Thierry Parra qui a présidé ce jury. Je remercie également Mr Emmanuel Centeno d'avoir été présent en tant que membre invité.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à mes directeurs de thèse, Mme Françoise Lozes et Mr Antoine Monmayrant. Je leur suis reconnaissant de l'aide qu'ils m'ont apportée au cours de ces 3 années. Comme dans toute aventure nous avons traversé des moments difficiles, mais je tiens à les remercier pour ce qu'ils m'ont appris. J'ai beaucoup progressé au cours de cette thèse, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain, et c'est en partie à eux que je le dois.

Je remercie les « sages » du groupe photonique pour leur accueil : Françoise Lozes, Antoine Monmayrant, Olivier Gauthier-Lafaye, Sophie Bonnefont, Guilhem Almuneau, Chantal Fontaine, Philippe Arguel et Véronique Bardinal.

Je remercie mes anciens maîtres de stage du CEMES : Caroline Bonafos, Gérard BenAssayag et Robert Carles. C'est par leur intermédiaire que j'ai été aiguillé vers ce sujet de thèse.

Je remercie toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à ce travail. Au sein du groupe photonique, je pense naturellement au trio de choc qui a majoritairement encadré mes travaux, à savoir Antoine Monmayrant, Olivier Gauthier-Lafaye et Sophie Bonnefont. Je remercie également Françoise Lozes, Chantal Fontaine et Guilhem Almuneau pour leur concours. Je remercie toute l'équipe TEAM du LAAS pour la qualité de leur accueil ainsi que pour leur support technique et scientifique. Je remercie plus particulièrement Djaffar Belharet dont l'implication a beaucoup joué sur les résultats concernant la gravure sèche. Cela a été un plaisir de travailler avec toi dans une ambiance chaleureuse, amicale et conviviale. Je remercie également au même titre Jean-Baptiste Doucet pour son aide lors des expériences de passivation, David Bourrier pour son aide sur le nettoyage au KOH et David Colin pour son aide à la formation sur le report des échantillons amincis. Je remercie en parallèle Pascal Dubreuil, Fabien Mesnilgrente, Emmanuelle Daran, Franck Carcenac, Laurent Mazenq, Stéphane Aouba, Laurent Bouscayrol, Alexandre Arnoult, Guy Lacoste, Monique Benoit, Christine Fourcade, Bernard Rousset, Ludovic Salvagnac, Pascaline Serard, Adrian Laborde, Samuel Charlot et Hugues Granier. Merci à Magali Brunet du groupe ISGE pour ses conseils sur la gravure du masque de silice, à Vincent Picot du groupe N2IS et Sofiane Soulimane pour leur aide concernant le report sur PDMS, à Aude Bouchier

pour ses conseils avisés, et enfin à Julien Arlandis du LASMEA pour les échanges constructifs sur l'autocollimation. Je remercie également Christian Tourte et Christian Berty pour leur aide et leur gentillesse.

Je remercie mes estimés collègues du groupe, c'est à dire les actuels ou anciens du groupe, qu'ils soient thésards, stagiaires ou post-docs. Je m'estime chanceux d'avoir rencontré autant de gens sympathiques. Dans la famille des ex-thésards du groupe, je salue Kristel Chan Shin Yu, ma chère voisine de bureau avec qui je poursuis mon cursus depuis mon stage au CEMES. Merci à Benjamin Reig pour sa gentillesse et son état d'esprit toujours positif. Dans une catégorie jumelle aux ex-thésards du groupe, que je qualifierai d'anciens ou vieux dla vieille : notre star Alexandre Larrue, qui est aussi notre athlète, notre Christophe Lemaitre en quelque sorte (leurs points communs se limitent uniquement au plan sportif bien sûr). Kostas alias Mr Zen ou Mr Bouddha (à vous de voir mais pas besoin de dire son nom, son prénom est déjà une institution). Souad Moundji pour sa bonne humeur contagieuse. Concernant les thésards qui n'ont pas encore dépassé la date de péremption, je remercie mon cher ami Youness qui est comme moi originaire d'Agadir (promis on prendra ce café à la Marina). Merci à Fares, Hajer, j'ai été très heureux de partager ces moments avec vous. Merci à Xavier Buet, nous n'avons pas eu l'occasion de faire plus ample connaissance et c'est regrettable, mais je respecte en toi le physicien. Merci au petit jeune ou plutôt au petit bleu, le seul et l'unique, l'indétrônable Brice. Mon cher Brice, même si tu es au début de l'aventure, je t'assure que cela vaut la peine, car comme disent certains, ce qui ne nous tue pas nous rend plus fort, et d'ailleurs comme disait Confucius, blablabla... Bref je ne me fais aucune inquiétude à ton sujet. Comme quoi les DRH du groupe sont performants pour choisir des jeunes archicools, je salue les ex-stagiaires du groupe avec qui j'ai passé d'excellents moments. Je pense notamment à Gaël Reecht et Antoine Gerlaud. Je salue également tous les autres, ceux ayant effectué des stages, missions ou post-doc : Marco Grande, Poon Boonpeng, Paynee Linghan Li, et ce sacré vieux David Barat. Merci à tous les autres collègues, avec une petite dédicace à Jonathan Boucher (Salut ça boom ?), Jérôme Lubin (notre père qui es aux cieux), Maéva Collet, Lamine Ourak (t'as pas 5 euros ?), Catalin Codreanu, Guilhem Larrieu (se prononce guyiennnn), Thomas Epert, Stéphane Pinon (ou Jean-Robert Yves ça dépend des jours), David Bourrier et Fabien Mesnilgrete (un jour je vous battrai à Counter), Teddy Borr (sus aux banquiers!), François Blard, Yannick Viero, Hamza Boukabache, Sébastien Cargou, Ioan Burciu, Julien Juyon, et enfin la bande à Ludovic Salvagnac, Jérôme Launay et Laurent Rabbia.

Je remercie mes proches d'avoir été présents dans les moments difficiles. Je pense notamment à celle qui fut la personne la plus souvent au front, Catherine. Merci pour ta patience, ton écoute, ta gentillesse et ton amour. Tu es vraiment quelqu'un d'exceptionnel ! Merci à sa famille également, notamment Christine et Danielle pour leur soutien. Merci à mes amis, Cédric, JB, Sébastien, Olivier, David, Tiana (salut Thierry!!!) et Nadège.

Pour finir, je remercie ma chère famille que j'aime profondément : ma mère, mon père, mon frère et ma soeur.

A toutes ces personnes, je vous dis encore merci.

Table des matières

Remerciements	i
INTRODUCTION	1
I Autocollimation dans les cristaux photoniques	5
I.1 Introduction	5
I.2 État de l’art des cristaux photoniques à autocollimation	5
I.2.1 Développement	5
I.2.2 Applications	11
I.2.3 Bilan	16
I.3 Propagation de la lumière dans un milieu anisotrope	17
I.4 L’autocollimation parfaite	18
I.4.1 Approche graphique	18
I.4.2 Approche plus mathématique	19
I.5 Cristal photonique à autocollimation	21
I.5.1 Choix du cristal	21
I.5.2 Propriétés du cristal photonique à maille carrée	25
I.6 Intérêt de l’autocollimation pour le laser à semiconducteur	29
I.6.1 Les limites du guidage par contraste d’indice	30
I.6.2 Le guidage des modes en autocollimation imparfaite	30
I.7 Conclusion	32
II Conception de guides à autocollimation	33
II.1 Introduction	33
II.2 Dimensionnement du cristal photonique	33
II.2.1 Présentation de la structure membranaire	34
II.2.2 Méthode de détermination de la fréquence réduite d’autocollimation	36
II.2.3 Etude paramétrique de l’autocollimation	39
II.2.4 Choix du point de fonctionnement	39
II.3 Conception de guide à autocollimation	43
II.3.1 Hypothèses de travail	43
II.3.2 Simulations FDTD	44
II.3.3 Modèle ondes planes	50
II.4 Conclusion	56

III Etude expérimentale de structures membranaires à autocollimation	59
III.1 Introduction	59
III.2 Etude expérimentale de structure membranaire	59
III.2.1 Paramètres de la structure membranaire	59
III.2.2 Description de la structure de test	60
III.2.3 Réalisation de la structure de test	62
III.2.4 Banc de caractérisation	62
III.2.5 Mise en évidence des effets d'autocollimation	65
III.2.6 Conclusion	67
III.3 Etude d'un procédé de réalisation	69
III.3.1 Observation des échantillons réalisés par le procédé de référence	69
III.3.2 Libération de la membrane	71
III.3.3 Amélioration du masque de silice	71
III.3.4 Etude des conditions de gravure de la membrane	76
III.3.5 Passivation des défauts de surface	86
III.4 Conclusion	96
CONCLUSION	99
Annexe	101
A Simulations FDTD de guides à autocollimation	101
B Gravure du GaAs	109
B.1 Rappel sur les mécanismes de gravure plasma RIE	109
B.2 Analyse paramétrique de la gravure du GaAs en mode ICP-RIE	110
B.2.1 Puissance plasma	110
B.2.2 Puissance de polarisation	111
B.2.3 Pression	111
B.2.4 Les gaz	111
B.2.5 Suscepteur	113
B.2.6 Température	113
C Modèle balistique de gravure	115
D Passivation électronique	119
D.1 Théorie	119
D.1.1 Recombinaison indirecte : modèle de Shockley-Read-Hall	119
D.1.2 Recombinaison de surface : modèle de Stevenson-Keyes	120
D.2 Recombinaisons de surface : GaAs, InP	121
D.3 Principe de la passivation électronique	122
D.4 Action du solvant dans la passivation soufre du GaAs	123
Bibliographie	125

INTRODUCTION

Les métamatériaux apportent une voie particulièrement riche et attrayante pour l'ingénierie photonique car ils permettent de manipuler la propagation de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Au cours de cette dernière décennie, de nouvelles fonctionnalités optiques ont été proposées pour confiner, filtrer ou façonner des ondes optiques dans des dispositifs ultra-compacts dont la réalisation pratique est devenue possible grâce aux progrès des micro et nanotechnologies. Ces avancées impulsent l'essor d'une photonique sur puce, hybride ou intégrée, car elles apportent les ruptures nécessaires aux développements de systèmes optiques miniatures et hautement fonctionnels. De façon plus générale, l'intégration de l'optique fait émerger de nouvelles architectures de systèmes et permet de lever des verrous technologiques comme par exemple celui des interconnexions électriques dans les circuits intégrés.

Ces efforts de recherche se situent principalement dans la perspective du développement d'une future nanophotonique intégrée sur puce. Ils concernent notamment de nouveaux concepts de composants photoniques exploitant les défauts dans des cristaux photoniques bidimensionnels inscrits dans un empilement de couches assurant le confinement vertical. Le souci de la miniaturisation oriente la plupart des travaux sur l'étude des fonctionnalités génériques de très faibles dimensions et ce en optique guidée, afin de constituer les briques élémentaires de futurs circuits photoniques intégrés. Cependant, les propriétés de dispersion dans les cristaux photoniques n'ont pas été encore pleinement exploitées pour développer de nouveaux composants photoniques. L'idée de contrôler la lumière grâce aux propriétés de diffraction a incité relativement peu de travaux. L'effet diffractif le plus étudié est l'effet superprisme qui a suscité un grand intérêt pour réaliser un multiplexage en longueur d'onde ultra-sélectif spectralement. Cette fonction est en effet une brique de base essentielle dans les circuits de traitement optique multi-longueurs d'onde. Par contre, les effets de super-collimation ont suscité des études essentiellement théoriques et peu de réalisations pratiques.

Le phénomène d'autocollimation exploite les propriétés de dispersion des ondes de Bloch dans un cristal photonique. Il se manifeste par une propagation « auto-guidée », sans élargissement ou modification du profil transverse de l'onde, dans un cristal photonique qui ne fait appel à aucune introduction de défaut ou de structure de guide réfractif. L'exploitation de ce phénomène pour la manipulation de faisceaux en est encore à ses débuts. Les premières propositions concernent le traitement sur puce d'interconnexion optique à forte densité de canaux spectraux ainsi que des lentilles « plates » associant des effets de superprisme et d'autocollimation.

Ce mémoire propose une étude exploratoire de l'autocollimation dans une structure semiconductrice active à cristaux photoniques, dans la perspective d'exploiter ce phénomène pour développer de nouvelles générations de diodes laser. En effet, malgré plusieurs décennies de développement, les diodes laser présentent une qualité optique d'émission souvent inférieure à celle procurée par d'autres types de lasers, en particulier en régime de puissance où il est difficile d'assurer un haut niveau de cohérence spatiale. Cette lacune résulte de la limitation intrinsèque imposée par les effets non linéaires dans le milieu semiconducteur, et la puissance délivrée par des diodes monomodales à guidage par l'indice

n'excède pas quelques centaines de milliwatts. Plusieurs architectures de cavité, ainsi que des milieux actifs à puits ou à boîtes quantiques ont été expérimentés pour juguler et repousser l'apparition des effets non linéaires, et la gamme du Watt en émission monolobe est désormais accessible. Les architectures les plus efficaces utilisent le principe des résonateurs instables qui utilisent un grand volume actif, délimité par la diffraction libre de l'onde dans le plan des couches.

Dans ce contexte, notre travail a porté sur l'étude et l'exploitation du phénomène d'autocollimation comme nouveau principe de guidage latéral dans une structure de diode laser ou pour assurer une émission monolobe dans les diodes laser de puissance. L'originalité de ce travail, ainsi que l'immaturité des diodes laser à cristaux photoniques, nous ont conduit à entreprendre cette étude par une approche à la fois conceptuelle et technologique, en choisissant des structures actives membranaires GaAs comme support d'étude. En effet, les structures membranaires comportant un milieu actif à puits quantiques présentent un grand intérêt pour notre étude : la réalisation de membranes à cristaux photoniques et leur test en pompage optique permettent le prototypage rapide de différents concepts de mailles photoniques, et la validation d'architectures de cavités laser est effectuée sans avoir recours à la réalisation de structures à pompage électrique pour lesquelles les procédés de réalisation ne sont pas encore maîtrisés. Nos travaux se sont appuyés sur l'expérience acquise lors de travaux antérieurs menés au sein du laboratoire, qui concernaient l'étude de lasers DFB membranaires à cristaux photoniques bidimensionnels.

La première partie du mémoire présente le phénomène d'autocollimation et son intérêt dans des dispositifs à semiconducteur. Une synthèse de la littérature illustre tout d'abord les premières validations expérimentales, et la mise en œuvre des effets d'autocollimation dans des structures photoniques, notamment pour le routage et le traitement de l'information optique. Nous montrerons ensuite quelles conditions d'anisotropie extrême procurent une autocollimation parfaite. La comparaison des phénomènes d'autocollimation obtenus par différentes mailles photoniques nous conduit à choisir des cristaux photoniques à maille carrée pour la suite de nos travaux. Une première analyse des propriétés dispersives montre comment le fonctionnement en autocollimation apporte un filtrage spatial dont pourrait bénéficier la conception de nouvelles diodes laser.

Le second chapitre concerne l'étude théorique du guidage par autocollimation dans une structure membranaire en GaAs, comportant une structure active émettant au voisinage d'un micron. Les paramètres des mailles photoniques permettant d'obtenir les phénomènes d'autocollimation sont déterminés à partir d'une étude systématique, en tenant compte des contraintes technologiques associées à la réalisation de motifs nanométriques. La simulation de la propagation, par méthode FDTD, apporte une approche plus rigoureuse qui permet de dégager les propriétés de sélectivité spectrale et spatiale du guidage par autocollimation. Nous présentons ensuite un modèle de simulation de propagation de faisceaux reposant sur une décomposition en ondes planes, qui a l'intérêt de s'affranchir des lourdes simulations numériques de type FDTD. La validation de ce modèle nous conduit à mener une étude plus systématique des conditions de sélectivité spatiale et spectrale par autocollimation. L'analyse de l'influence de la largeur du faisceau et de la longueur de propagation précise la pertinence de l'autocollimation pour les cavités de diodes laser.

La réalisation technologique et la caractérisation de structures membranaires à au-

autocollimation sont l'objet du troisième chapitre. La première partie concerne la mise en évidence des effets d'autocollimation sur une membrane GaAs pompée optiquement et perforée sur toute sa surface par le cristal photonique. Les paramètres de conception de la maille photonique sont issus de l'étude théorique du chapitre précédent. L'observation des effets d'autocollimation confirme le bien-fondé de l'approche conceptuelle. Toutefois la mise en œuvre de fortes densités de pompage incite à optimiser le procédé de réalisation afin de minimiser les différentes origines de pertes optiques. La seconde partie reprend alors le procédé de référence pour optimiser toutes les étapes du procédé pouvant intervenir dans la réalisation ultérieure d'une source photonique membranaire à autocollimation.

Chapitre I

AUTOCOLLIMATION DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.1 Introduction

Dans une première partie ce chapitre présente l'état de l'art de structures à cristaux photoniques exploitant les phénomènes d'autocollimation. Le concept d'autocollimation est précisé dans une seconde partie. Nous montrons ensuite comment tirer profit de l'anisotropie des cristaux photoniques et de l'ingénierie de ses propriétés de dispersion pour obtenir un régime d'autocollimation. Nous décrivons succinctement les propriétés d'autocollimation dans le cas d'une maille photonique carrée. Ces considérations théoriques nous conduisent enfin à une première analyse du guidage modal offert par l'ingénierie du cristal photonique et de son intérêt éventuel pour les diodes laser.

I.2 État de l'art des cristaux photoniques à autocollimation

I.2.1 Développement

Les cristaux photoniques sont de plus en plus utilisés en micro-optique intégrée. La majorité des composants optiques (laser, filtre, guide d'onde, fibre etc.) a été revisitée avec ces nouveaux outils grâce à l'utilisation des propriétés de bande interdite photonique et des effets de couplage de la lumière avec certains défauts du cristal photonique (ponctuels, linéiques etc.). Il existe cependant une autre méthode basée sur l'utilisation des propriétés dispersives du cristal photonique dont les effets les plus connus sont l'effet superprisme [1] et l'autocollimation.

L'autocollimation est un phénomène propagatif qui permet de propager un faisceau d'extension latérale finie sans la moindre divergence. Cet effet de guidage est régi par les propriétés dispersives du cristal photonique. Il n'est pas lié à un effet de bande interdite photonique, ni à une réflexion totale interne comme c'est le cas pour les guides à ruban.

I.2.1.1 Expérience de Kosaka

Kosaka a été le premier à démontrer expérimentalement l'autocollimation dans les cristaux photoniques [2]. Le cristal photonique qu'il utilise est composé d'une série de

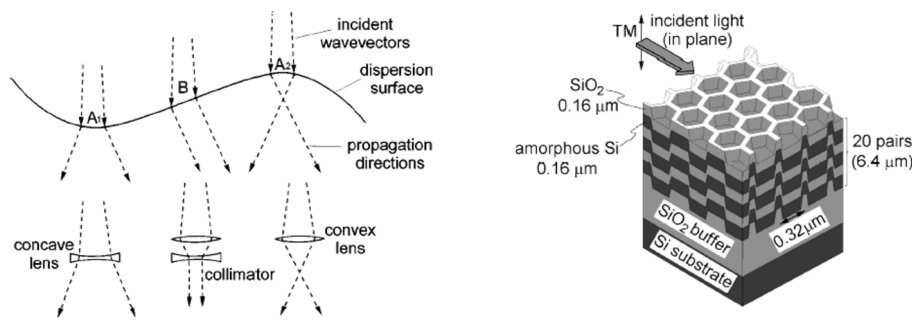


FIGURE I.1 – A gauche, illustration de la relation entre courbure locale de l’isofréquence et dispersion du faisceau pour expliquer l’autocollimation [2]. A droite, structure du cristal photonique ayant servi à la première démonstration expérimentale de l’autocollimation [2, 1].

couches alternées de silicium et de silice épousant une matrice de géométrie graphite (figure I.1). La lumière est guidée dans le plan horizontal des couches de silicium en polarisation transverse magnétique (TM : le champ magnétique est dans le plan des couches) et la longueur d’onde est de 956 nm. Kosaka décrit l’autocollimation par un lien de cause à effet entre la courbure locale des isofréquences et la divergence du faisceau. La figure I.1 montre que lorsque la portion d’isofréquence concernée possède une courbure positive (cas A1), le faisceau diverge. De même, lorsque cette courbure est négative (cas A2), le faisceau converge. Entre les deux, la courbure est nulle (cas B) et dans ce cas la propagation est autocollimatée. Le bas de la figure I.2 page ci-contre montre comment se propage un faisceau dans ce cristal photonique en fonction de deux angles incidents $\theta_i = 8^\circ$ et $\theta_i = 15^\circ$. Le haut de la figure représente les portions d’isofréquences associées à ces deux angles incidents. Au niveau de l’angle d’incidence de 8° , l’isofréquence présente une courbure positive. Nous observons alors expérimentalement une divergence du faisceau. Lorsque θ_i vaut 15° , l’isofréquence présente une courbure nulle. Nous obtenons conformément au cas B de la figure I.1 l’autocollimation du faisceau. Ainsi avoir une isofréquence “plate” est une condition nécessaire pour obtenir l’autocollimation d’un faisceau.

I.2.1.2 Travaux fondamentaux sur l’autocollimation

L’autocollimation suscite un intérêt grandissant depuis l’article de Kosaka, comme le montre la figure I.3 page 8. Les travaux réalisés sont considérables en terme de conditions d’études (matériau, géométrie de réseau, longueur d’onde, polarisation etc.) et également en terme d’applications.

L’autocollimation a été étudiée pour les polarisations TE (Transverse Electrique, le champ électrique est parallèle au plan des couches) et TM (Transverse Magnétique). Des travaux ont été réalisés aussi bien avec des piliers de semiconducteur dans l’air [3, 4, 5] qu’avec des trous d’air dans un semiconducteur [6, 7, 8, 9]. Différentes mailles photoniques ont été examinées : carrée [6, 3, 4], hexagonale [3], losange [8]. Ces géométries possèdent des directions d’autocollimation dépendantes des symétries du réseau. Le réseau carré com-

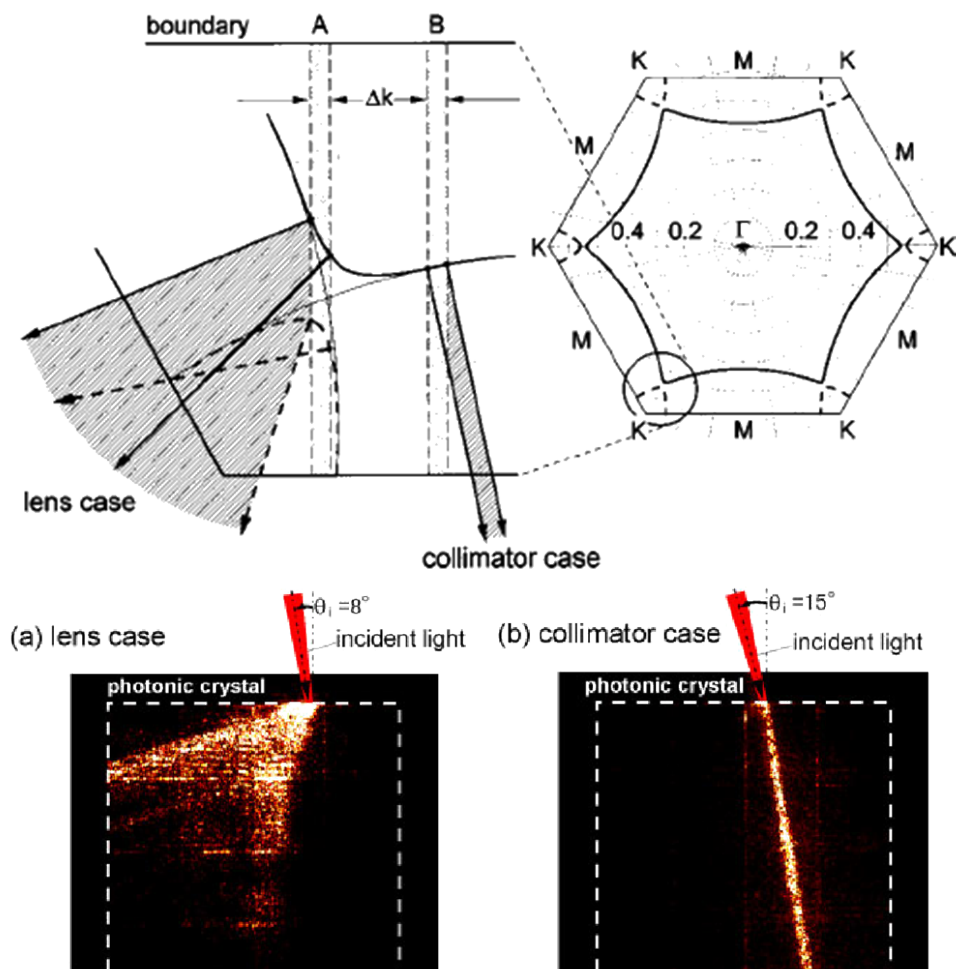


FIGURE I.2 – D’après [2], démonstration expérimentale de l’effet d’autocollimation pour un angle d’incidence de 15° . L’image du haut indique les portions d’isofréquences associées aux deux angles incidents et illustre le lien existant entre la courbure locale de l’isofréquence et la dispersion du faisceau.

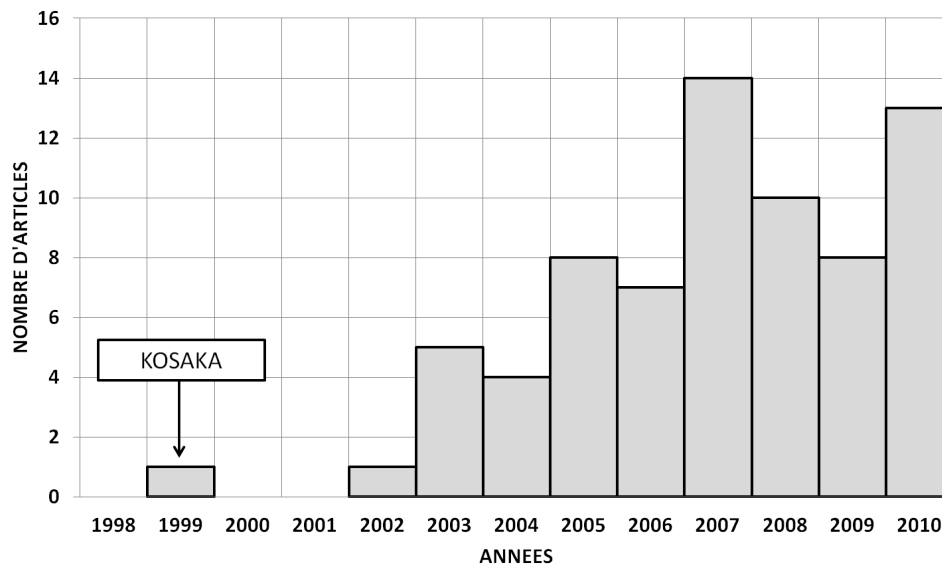


FIGURE I.3 – Quantité d’articles publiés sur l’autocollimation jusqu’à 2010, depuis l’article de Kosaka [2] en 1999.

porte par exemple 2 axes d’autocollimation tandis que le réseau hexagonal en comporte 3 (figure I.4 page suivante).

L’autocollimation a été étudiée pour différents matériaux : hétérostructures de type GaAs/AlGaAs [10, 11] ou GaInAsP/InP [12], silicium (SOI principalement) [7, 13, 14], nitrure de silicium Si_3N_4 [15], SiN_x [16], alumine [17], matière plastique (polyéthylène haute densité) [18] .

A propos des démonstrations expérimentales, Wu [11] a observé en 2003 l’autocollimation à $1,3 \mu\text{m}$ sur une hétérostructure GaAs/AlGaAs comportant un cristal photonique à maille hexagonale de trous. Rakich [7] en 2006 sur du silicium de type SOI et pour une longueur d’onde de $1,5 \mu\text{m}$ a étudié l’autocollimation au niveau de la première bande d’un cristal photonique de réseau carré. Il s’est appuyé sur des mesures champ proche (SNOM) pour observer la propagation autocollimatée d’un mode gaussien de polarisation TE au waist de $2 \mu\text{m}$ (figure I.5 page 10) sur une distance de plusieurs millimètres. Dans la même approche, Dellinger [19] a observé un effet superprisme et un effet d’autocollimation vers $1,5 \mu\text{m}$ avec une maille rhomboédrique réalisée sur SOI. Lombardet [10] sur une hétérostructure GaAs/AlGaAs avec des puits GaInAs, a réalisé un cristal photonique à maille carrée optimisé pour émettre un faisceau autocollimaté à $1 \mu\text{m}$, à une fréquence réduite située au niveau de la deuxième bande, c’est à dire au dessus du cône de lumière. La lumière ainsi diffusée hors de la membrane a permis d’observer et de valider l’autocollimation. Outre ces exemples, la plupart des démonstrations expérimentales a été réalisée dans le domaine gigahertz, c’est à dire dans des gammes de longueurs d’ondes millimétriques. Ces dimensions rendent accessibles la fabrication du cristal photonique. La majorité des démonstrations concerne des réseaux carrés 2D de piliers d’alumine dans l’air [20, 17, 21] avec une lumière

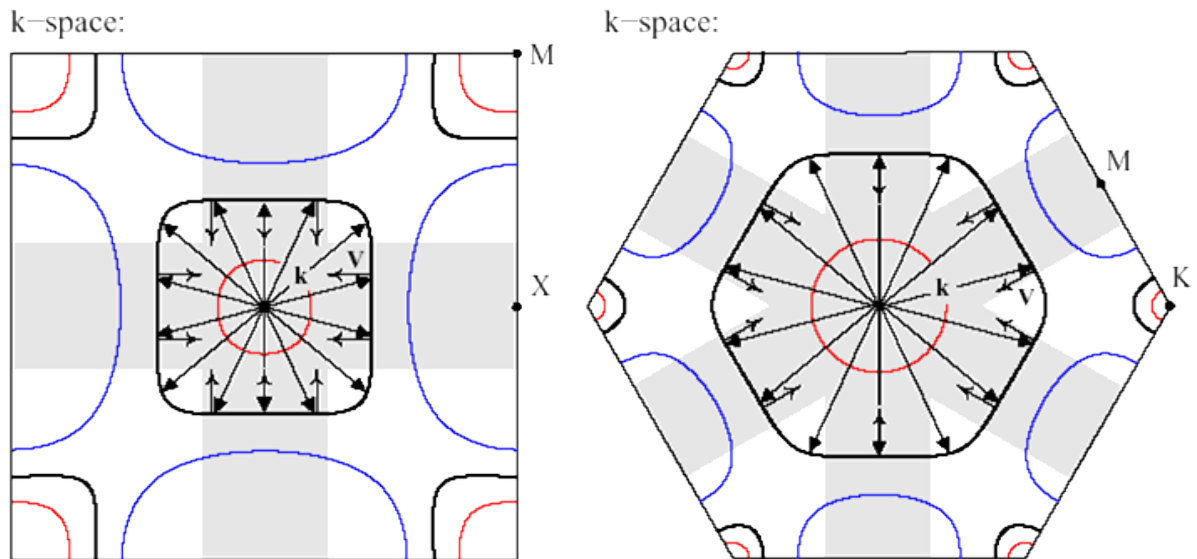


FIGURE I.4 – D’après [3], contour des isofréquences de la deuxième bande du diagramme de dispersion d’un réseau de piliers diélectriques, distribués sur une maille carrée (gauche) ou selon une maille hexagonale (droite). Les directions d’autocollimation sont représentées en gris.

polarisée TM. Lu [22] a obtenu l’autocollimation à une fréquence de 12,4 GHz dans un réseau cubique 3D fabriqué avec un composé diélectrique HiK500F ($\epsilon_r = 30$).

Des structures complexes ont été étudiées pour aborder des thèmes comme l’insensibilité à la polarisation [23], l’augmentation de l’acceptance angulaire [24, 25] ou encore l’élargissement de la bande de fréquences d’autocollimation [26]. Ces deux derniers thèmes ont par ailleurs fait l’objet d’études conjointes [27, 28]. La majorité de ces travaux est théorique. Par structures complexes nous entendons par exemple un réseau rhomboédrique [28], un réseau carré d’anneaux d’air [23] etc. mais également des structures hybrides mêlant deux cristaux photoniques différents [29, 5]. La figure I.6 page 11 montre l’exemple d’une structure hybride [26] mêlant un réseau de ligne et un réseau carré de piliers tous deux d’indice $n=3,5$ incorporés dans de l’air.

Mocella [9] a conçu sur SOI une structure hybride combinant un cristal photonique de trous d’air arrangés selon un réseau hexagonal avec un réseau de lignes d’air (figure I.7 page 12). Le cristal photonique possède pour la longueur d’onde d’excitation de $1,55 \mu\text{m}$ en polarisation TM une isofréquence circulaire sur la deuxième bande. Cette isofréquence équivaut à un matériau d’indice effectif égal à -1 , tandis que l’air est un milieu d’indice $+1$. Le passage de la lumière à travers l’air et le cristal photonique fait successivement diverger et converger le faisceau. Ces deux effets se contrebalancent parfaitement et produisent d’un point de vue phénoménologique l’autocollimation du faisceau.

Enfin l’autocollimation ne se limite pas aux seules ondes électromagnétiques. En effet tout phénomène ondulatoire répondant aux équations de d’Alembert est susceptible

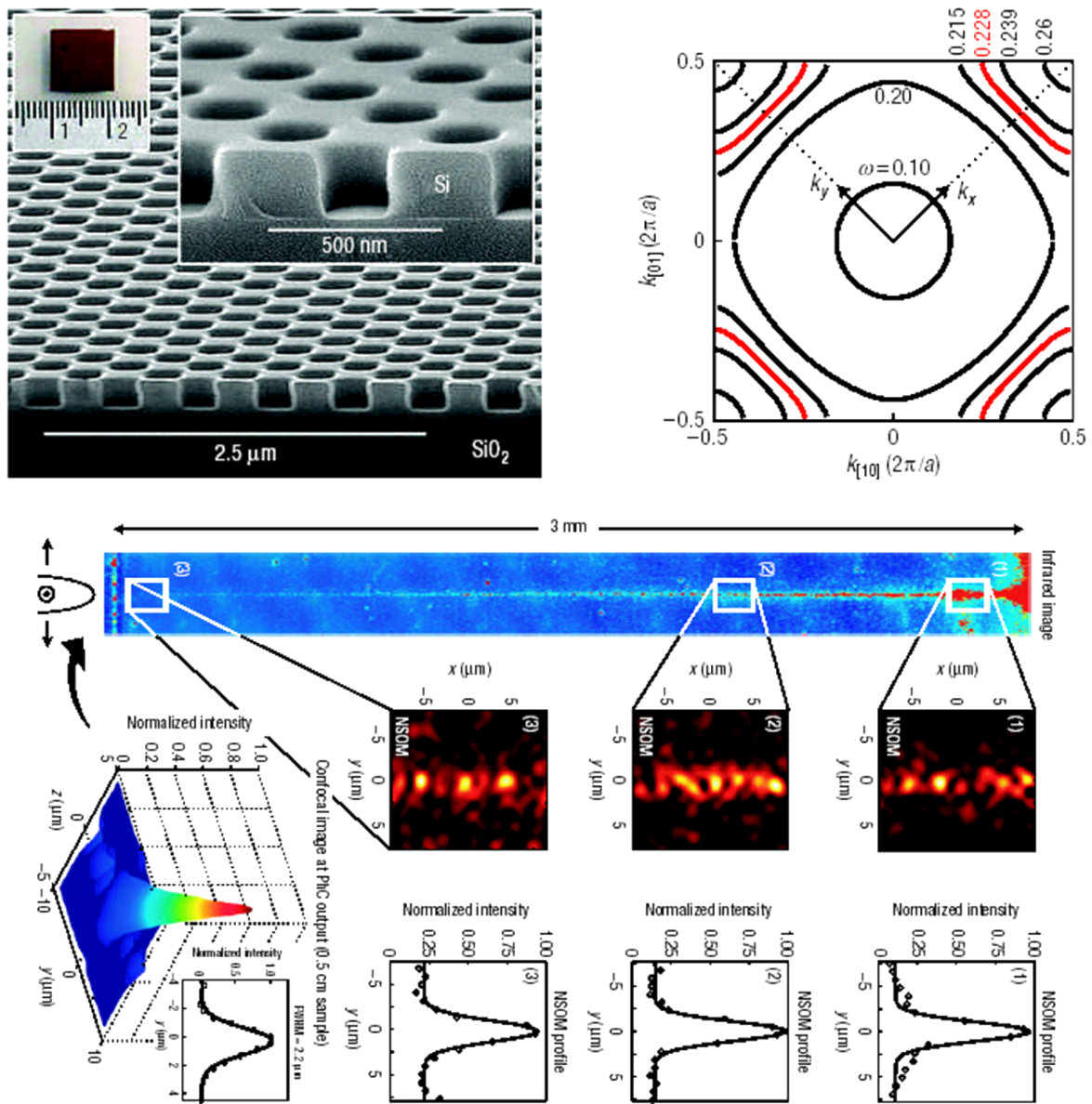


FIGURE I.5 – D’après [7], démonstration expérimentale de l’autocollimation. En haut à gauche, image MEB du cristal photonique défini par une maille carrée constituée de trous d’air incorporée dans du silicium. En haut à droite, courbes isofréquences du diagramme de dispersion de la première bande du cristal photonique. L’isofréquence rouge correspond à l’isofréquence d’autocollimation. En bas, image confocale du faisceau propagé dans le cristal photonique. 3 images en champ proche (SNOM) montrent à différentes positions le profil du champ. La longueur d’onde du faisceau est de $1,5 \mu\text{m}$ et la polarisation est TE.

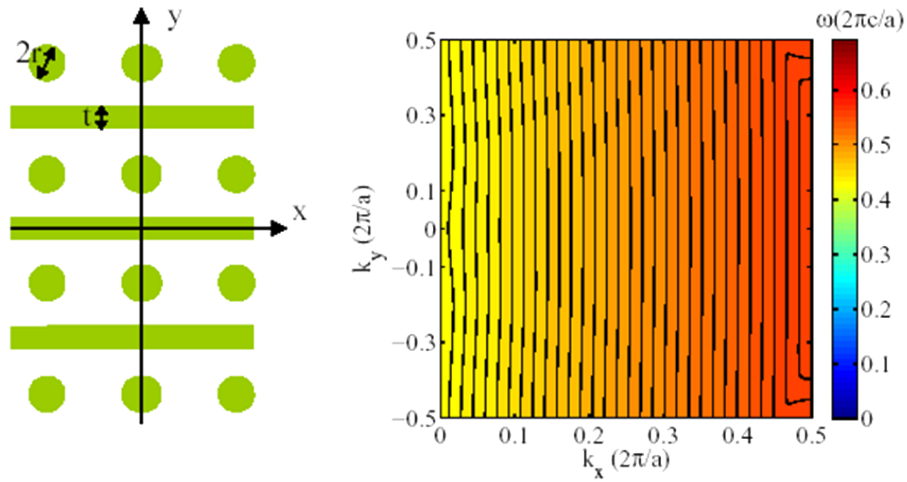


FIGURE I.6 – D’après [26], proposition d’une structure photonique hybride offrant une autocollimation large bande.

de produire une propagation autocollimatée. A ce titre, nous pouvons citer la démonstration expérimentale de l’autocollimation pour des ondes acoustiques [30] dans un bac d’eau contenant un cristal photonique 3D composé de tiges d’aciers, ou encore l’autocollimation d’ondes à la surface d’un liquide [31].

I.2.2 Applications

I.2.2.1 Routage et connectique

L’autocollimation assure un guidage de faisceaux optiques qui offre des avantages par rapport au guidage conventionnel :

1. Le guidage par autocollimation s’obtient en première approximation quelle que soit la largeur du faisceau. Dans le cas du guidage conventionnel, la largeur du faisceau à guider est intimement liée à la largeur du guide,
2. l’autocollimation est valable selon plusieurs directions définies par les symétries du cristal photonique. Le guidage conventionnel ne fournit qu’une direction imposée par le guide,
3. la position du couplage entre le faisceau incident et le cristal photonique n’est pas critique puisque l’autocollimation est assurée en tout point du cristal photonique. Le guidage conventionnel (dans une fibre ou un ruban) nécessite un alignement délicat sur l’entrée du guide.

Cet effet est donc particulièrement adapté à la connectique et au routage de l’information, et c’est la raison pour laquelle la majorité des travaux s’y réfère. C’est un domaine relativement vaste[6]. Le principe est d’intégrer sur un cristal photonique planaire configuré pour l’autocollimation, différents modules optiques le long du parcours de la lumière.

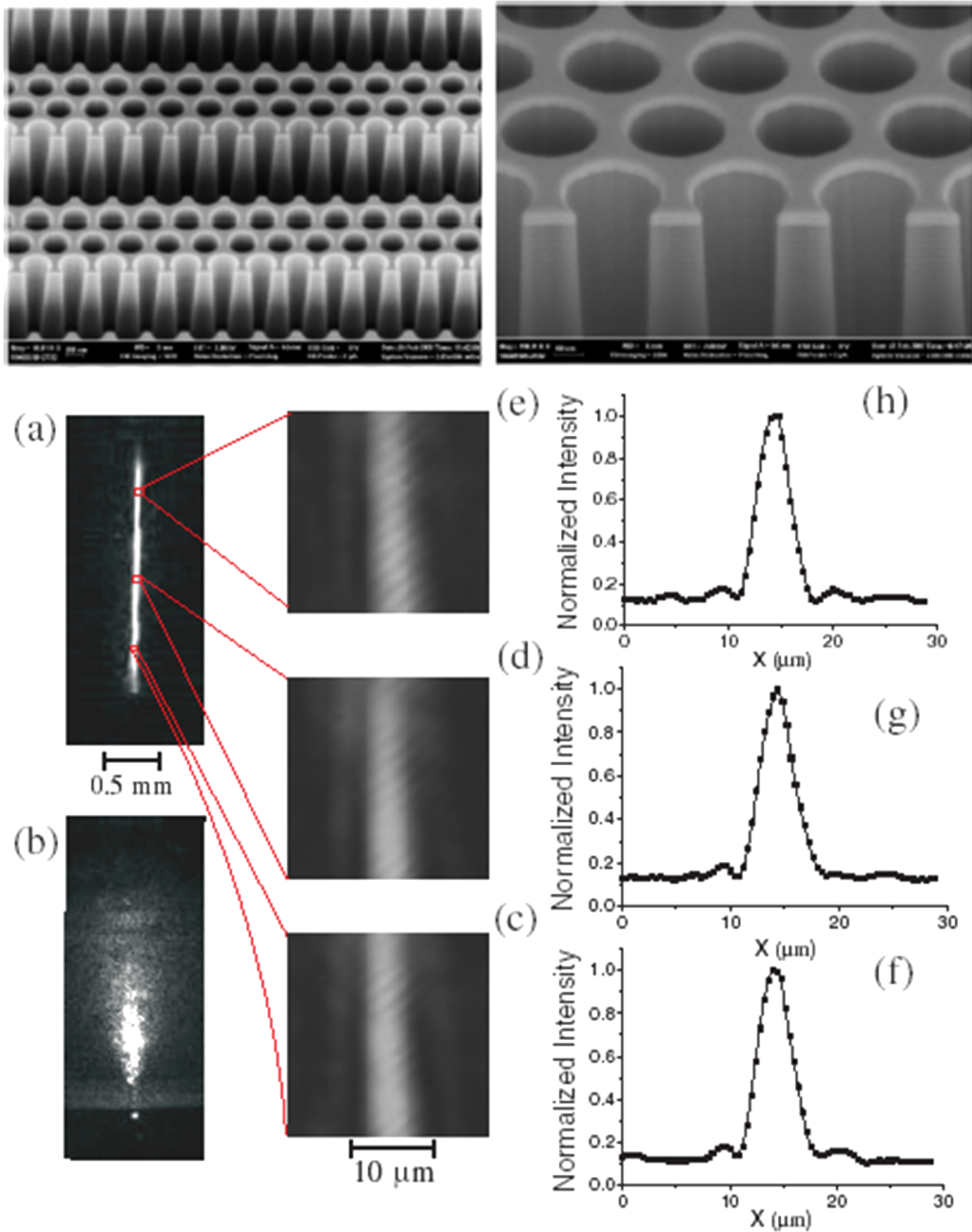


FIGURE I.7 – D’après [9], en haut, images MEB de la structure photonique hybride, en bas, propagation du faisceau dans le cas du milieu structuré (a) et dans le cas du milieu non structuré (b).

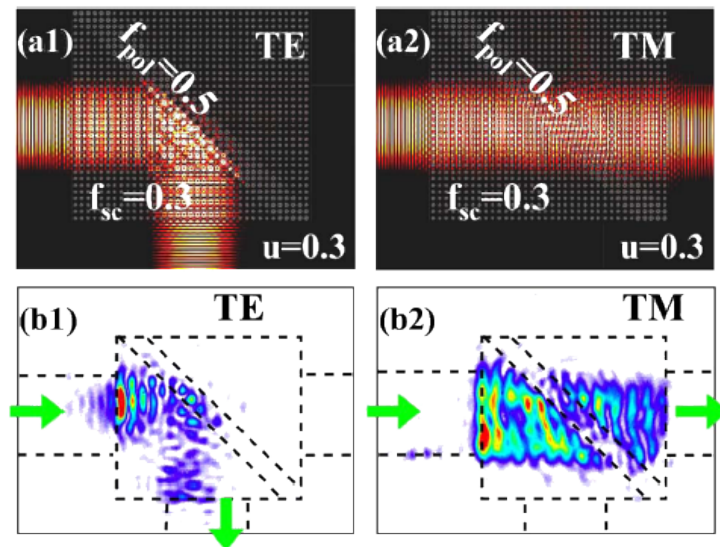


FIGURE I.8 – D’après [12], principe du module séparateur en fonction de la polarisation TE/TM. a_1 et a_2 sont des images de modélisation, et b_1 et b_2 sont des images expérimentales.

Il peut s’agir par exemple de diviseurs de faisceau [32, 33], ou de séparateurs de faisceaux selon qu’on soit polarisé TE ou TM [12] (voir figure I.8).

Le diviseur de faisceau se compose d’une ligne de trous ou de piliers (suivant la nature du cristal photonique à autocollimation). En variant le diamètre de ces trous, on modifie le pourcentage de faisceau réfléchi ou transmis. En inclinant cette ligne de 45° , on dévie le faisceau réfléchi de 90° . Ce module permet d’imaginer et de développer des systèmes complexes, comme des interféromètres de type Mach-Zender [34, 13], des convertisseurs analogique/numérique 2 bits [6] (voir figure I.9 page suivante), etc.

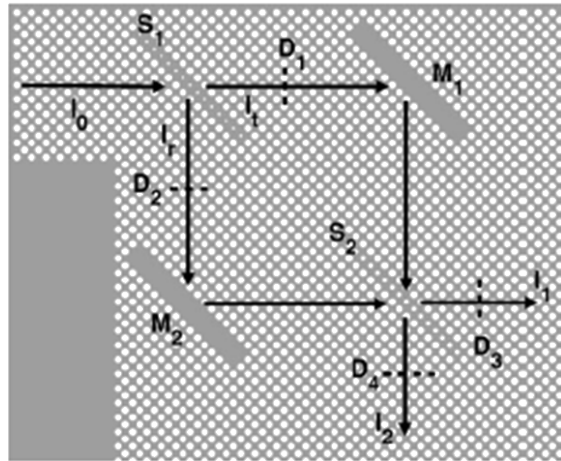
I.2.2.2 Systèmes actifs

Nous venons de discuter d’applications basées sur de l’optique linéaire et passive. Nous allons maintenant nous concentrer sur un système actif : le laser.

Il n’y a à notre connaissance que deux publications qui abordent simultanément les thèmes du laser et de l’autocollimation. Il s’agit de deux articles, qui traitent de cavités laser définies par un cristal photonique à autocollimation. Ce sont des travaux théoriques et aucun article à ce jour n’a rapporté de démonstration expérimentale d’un effet laser dans une cavité composée d’un cristal photonique à autocollimation.

En 2007, Shi [35] publie le premier article sur ce sujet. L’auteur modélise une surface carrée 2D de silicium dans laquelle est incorporé un réseau carré de $N \times N$ cylindres de silice dopée Erbium (figure I.10 page 15). Les quatre côtés du carré réfléchissent la lumière selon les directions d’autocollimation à 45° , définissant ainsi une cavité en anneau. Un guide à ruban est placé à proximité d’un des côtés du carré. Une partie de la lumière de la cavité est couplée à ce guide par couplage évanescent. Une première étude en régime

(a)



(b)

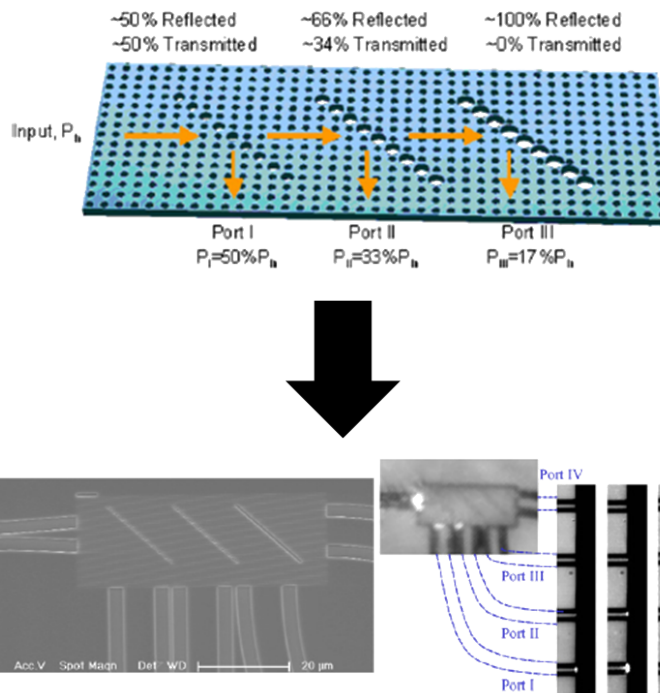


FIGURE I.9 – (a) : d’après [34], principe de l’interféromètre Mach-Zender. S_1 et S_2 réfléchissent une partie de la lumière, M_1 et M_2 la totalité. (b) : d’après [6], principe du convertisseur analogique/numérique 2 bits avec résultats expérimentaux.

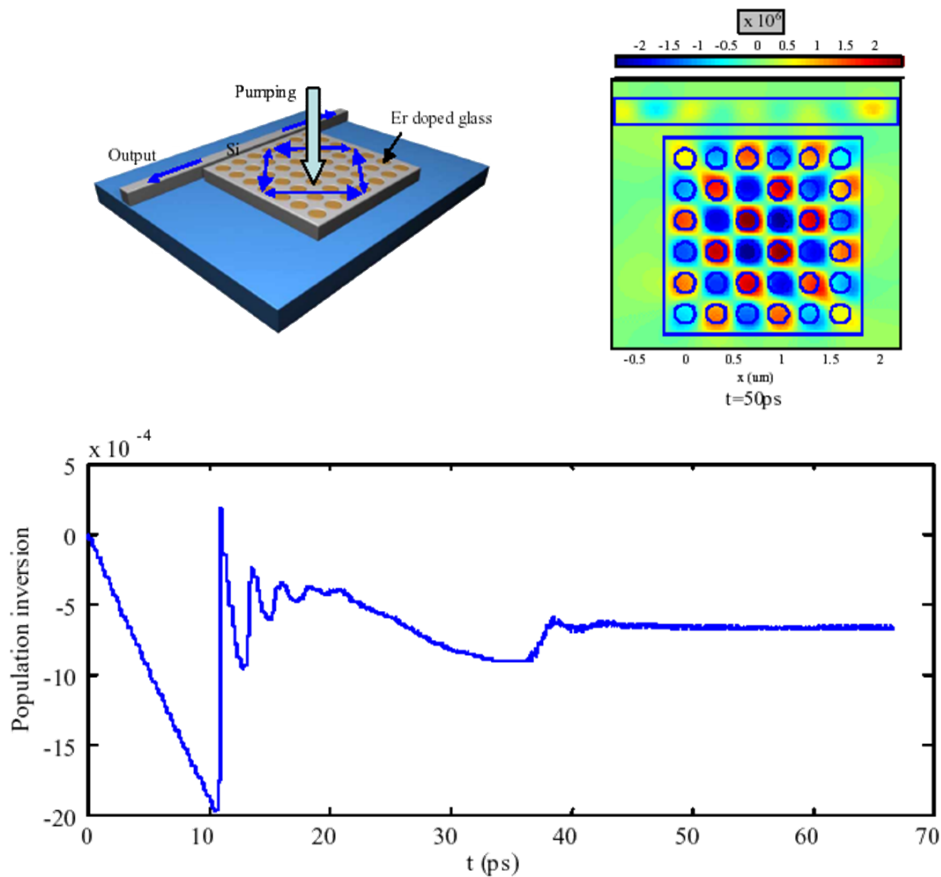


FIGURE I.10 – D’après Shi[35], dessin d’une cavité laser à autocollimation avec en bas un graphique montrant l’inversion de population entre le niveau 1 et 2 au cours du temps.

passif fixe le nombre N de cylindres ainsi que la distance entre le guide et la cavité. Les deux paramètres sont déterminés sur la base d’un compromis entre le facteur de qualité de la cavité et l’efficacité de couplage avec le guide. La dynamique de l’effet laser est décrite par un modèle atomique à 4 niveaux associé à un logiciel de résolution des équations de Maxwell discrétisées dans le temps et l’espace (F.D.T.D). L’auteur examine pour un taux de pompage donné l’évolution de l’inversion de population entre le niveau 2 et le niveau 1 du modèle atomique à 4 niveaux (0,1,2,3). L’auteur constate une stabilisation de l’inversion de population au bout de 50 picosecondes environ, en même temps qu’une stabilisation du flux photonique au niveau du guide de sortie.

En 2008, Zhao[36] étudie l’effet laser pour 4 géométries de cavité (figure I.11 page suivante). L’auteur fait remarquer que les réflecteurs n’ont pas besoin d’être parfaitement parallèles pour boucler la cavité, contrairement à des cavités Fabry-Pérot classiques. En effet, le faisceau se réoriente lui-même dans la direction d’autocollimation malgré l’inclinaison du réflecteur, en raison de la tolérance angulaire de l’autocollimation. L’auteur propose également un composant qui conjugue l’effet Kerr et l’autocollimation. Il s’agit d’un commutateur optique dont le principe est le suivant : un faisceau incident est envoyé

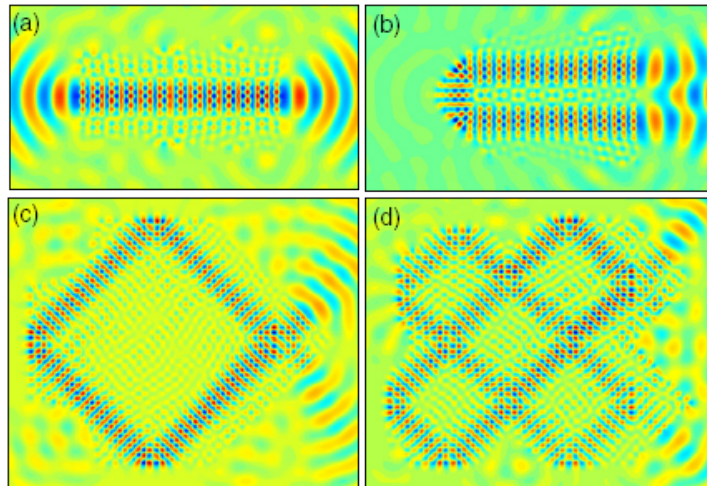


FIGURE I.11 – D’après Zhao[36], géométries de cavités laser à autocollimation.

sur un cristal photonique à autocollimation, à une fréquence ω inférieure à la fréquence d’autocollimation. Le faisceau diverge, ce qui implique un faible taux de transmission. En augmentant la puissance du faisceau incident, il se crée une variation d’indice du milieu (effet Kerr) qui modifie la fréquence d’autocollimation. Si celle-ci coïncide avec la fréquence du faisceau incident, la transmission est augmentée.

I.2.3 Bilan

L’autocollimation dans les cristaux photoniques est un sujet récent. Depuis les travaux de Kosaka en 1999, l’autocollimation a suscité un intérêt justifié dans le domaine du routage de l’information. Comme nous avons pu le constater, presque aucune recherche ne s’est consacrée à l’étude du laser défini par une cavité à autocollimation. Nous pensons que l’autocollimation dans les diodes laser constitue un domaine d’étude encore peu exploré qui peut être à l’origine de nouvelles avancées, notamment pour les diodes laser à forte brillance.

En effet, les diodes laser à semiconducteur peuvent émettre dans des gammes de puissances relativement élevées, de l’ordre du Watt pour une diode unique. Lorsqu’elles sont arrangées en barrettes la puissance émise peut atteindre plusieurs centaines de Watts. Ces diodes laser sont utilisées dans des applications comme le pompage optique, la découpe de matériau, le marquage, etc. Malgré des propriétés spectrales suffisantes pour les applications ci-dessus, ces lasers souffrent d’une mauvaise cohérence spatiale. De façon générale, la qualité optique de l’émission d’une diode laser est altérée par les effets non linéaires qui apparaissent lors de la montée en puissance. C’est une limitation intrinsèque que différentes architectures de cavité ont tenté de repousser par l’augmentation du volume actif, afin de réduire l’intensité du champ optique interne. L’augmentation du volume - et donc de la puissance délivrée - est toutefois limitée par la longueur maximale du guide latéral, qui est fixée par les conditions d’un fonctionnement monomode.

L'autocollimation pourrait être une voie pour l'obtention de diodes laser de forte brillance. En effet, l'autocollimation assure un guidage de la lumière sans imposer de confinement latéral. Contrairement aux guides d'indice traditionnels, ce guidage semble favoriser des faisceaux spatialement monomodes et arbitrairement larges. Cela pourrait donc permettre de réaliser des lasers monomodes transverses de grande largeur, ce qui permettrait d'obtenir des fortes puissances.

I.3 Propagation de la lumière dans un milieu anisotrope

L'autocollimation est un cas extrême d'anisotropie. Il nous semble donc important de rappeler ici quelques notions essentielles sur la propagation d'un faisceau lumineux dans un milieu anisotrope. Nous nous limiterons à la propagation d'un faisceau monochromatique de pulsation ω_0 dans un plan (x,y) .

Dans un milieu anisotrope, l'indice optique n dépend de la direction de propagation, ou plus précisément du vecteur d'onde \vec{k} . Il en résulte que la phase et l'énergie ne se propagent pas forcément dans la même direction.

La vitesse de propagation de la phase \vec{V}_ϕ s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{V}_\phi = \frac{\omega}{\|\vec{k}\|} \cdot \vec{u}_{\vec{k}} = \frac{c}{n(\vec{k})} \cdot \vec{u}_{\vec{k}} \quad (\text{I.1})$$

où n est l'indice optique du milieu et $\vec{u}_{\vec{k}} = \vec{k}/\|\vec{k}\|$ est un vecteur unitaire indiquant la direction du vecteur d'onde. La direction de propagation de la phase est donc toujours dirigée selon \vec{k} .

La direction de propagation de l'énergie est donnée quant à elle par la direction du vecteur de Poynting \vec{P} . Dans le cas d'un milieu sans perte[37], la vitesse de propagation de l'énergie est égale à la vitesse de groupe \vec{V}_G donnée par :

$$\vec{V}_G = \vec{\nabla}_{\vec{k}}(\omega) = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} \cdot \vec{u}_x + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} \cdot \vec{u}_y \quad (\text{I.2})$$

L'énergie se propage donc selon le gradient de pulsation avec le vecteur d'onde. En d'autres termes, l'énergie se propage selon la normale à l'isofréquence $\omega_0 = \omega(k_x, k_y)$.

On peut ainsi représenter graphiquement les directions de propagation de la phase et de l'énergie en traçant l'isofréquence $\omega_0 = \omega(k_x, k_y)$, comme cela est schématisé sur la figure I.12 page suivante. Deux cas y sont représentés, isotrope à gauche, anisotrope à droite. Dans le cas isotrope, l'isofréquence est circulaire et le vecteur d'onde \vec{k} est toujours aligné avec la normale à l'isofréquence, ou ce qui revient au même, le vecteur de Poynting \vec{P} . Dans ce cas, phase et énergie ont des directions confondues. Dans le cas anisotrope, la situation est plus complexe. La courbe isofréquence n'est plus circulaire et il existe des vecteurs d'onde pour lesquels la normale à l'isofréquence pointe dans une direction différente.

Nous allons voir par la suite que l'analyse de la courbe isofréquence d'un cristal photonique permet de comprendre qualitativement le phénomène d'autocollimation.

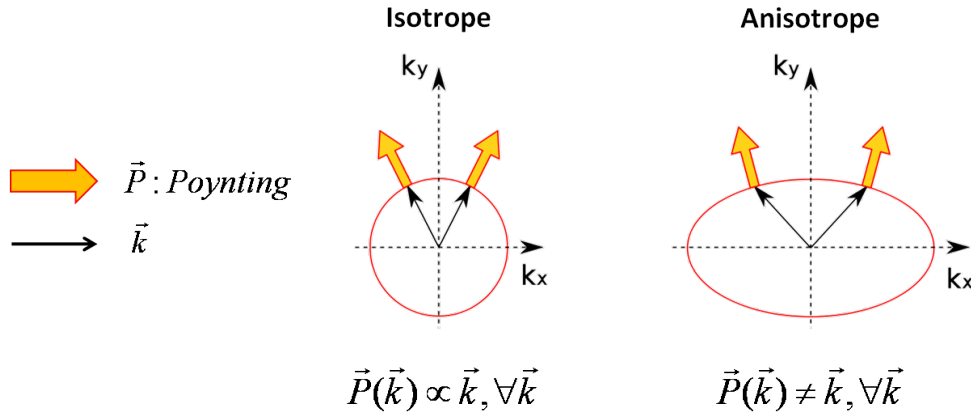


FIGURE I.12 – A gauche (droite), courbe isofréquence d’un milieu isotrope (anisotrope), avec illustration des directions de la phase (\vec{k}) et de l’énergie (\vec{P}).

I.4 L’autocollimation parfaite

Quelle géométrie l’isofréquence doit-elle avoir pour produire une autocollimation “parfaite” ? Avant tout, qu’entend-on par autocollimation parfaite pour un faisceau monochromatique ? L’autocollimation parfaite correspond à une propagation du faisceau sans la moindre modification de son profil transverse ou, ce qui revient au même, sans dispersion latérale de l’énergie. En terme de courbe isofréquence, cela revient à dire que la normale à l’isofréquence pointe toujours dans la même direction et ce pour tous les vecteurs d’onde qui composent le faisceau.

I.4.1 Approche graphique

La partie gauche de la figure I.13 page 20 contient les diagrammes de bande de trois milieux fictifs bi-dimensionnels aux propriétés dispersives différentes : isotrope, anisotrope et autocollimatant. Sur chacun de ces diagrammes est représentée la fréquence réduite $U = a/\lambda$ en fonction des directions de propagation dans le plan (k_x, k_y) . λ est la longueur d’onde de l’onde considérée et a une taille caractéristique qui n’a ici pas d’importance particulière. Nous nous intéressons ici à une fréquence réduite particulière U_0 pour comparer sa propagation dans chacun des trois milieux. Pour obtenir la courbe isofréquence à U_0 , il suffit de considérer l’intersection entre le diagramme de bandes et un plan horizontal $U = U_0$. Les courbes isofréquences à U_0 des trois milieux considérés sont représentées à droite de la figure I.13 page 20, ainsi que certaines directions de propagation \vec{k} et les vecteurs de Poynting correspondants \vec{P} .

Pour le milieu isotrope, en haut de la figure, le diagramme de bandes est conique ce qui implique, sans surprise, que la courbe isofréquence à U_0 est circulaire. On retrouve bien par conséquent des directions de l’énergie et de la phase identiques.

Au milieu de la figure, nous avons un diagramme de bandes représentant un milieu anisotrope quelconque. L’isofréquence est une ellipse. Pour des vecteurs d’onde dirigés selon

les axes de l'ellipse, la phase et l'énergie ont même direction. Pour toutes les autres directions de propagation, on constate que les directions de l'énergie et de la phase diffèrent de façon plus ou moins grande. On remarque que cette ellipse présente autour de son petit axe une faible courbure. Dans cette zone, pour des vecteurs d'onde ayant des directions sensiblement différentes, les vecteurs de Poynting correspondants possèdent tous des directions proches de l'axe k_y . Dans un tel milieu anisotrope, un faisceau dirigé selon le petit axe de l'isofréquence divergera plus lentement que dans un milieu isotrope (ou, ce qui revient au même, l'étalement transverse de l'énergie sera plus lent). Ce lien entre faible courbure et faible divergence va nous aiguiller vers la forme d'isofréquence qui permet l'autocollimation parfaite.

Le diagramme de bandes du bas est celui d'un milieu parfaitement autocollimatant. Ce diagramme se compose de deux plans inclinés, symétriques par rapport au plan $k_y = 0$ et qui se coupent en $U = 0$. L'isofréquence à U_0 correspond ainsi à deux droites parallèles, toutes deux orthogonales à k_x . On peut interpréter ce diagramme comme un cas limite d'anisotropie où l'on fait tendre le grand axe de l'ellipse vers l'infini (anisotropie extrême). Cela signifie que, quel que soit \vec{k} sur cette isofréquence, le vecteur \vec{P} correspondant pointe toujours dans une même direction qui est la parallèle à l'axe k_y . Il est à noter que tous les \vec{k} sur cette isofréquence possèdent la même composante k_y non-nulle. En outre, aucune propagation n'est possible selon k_x . Dans un tel milieu, si on considère un faisceau monochromatique à $U = U_0$ et se propageant selon k_y , quels que soient son profil transverse et sa divergence angulaire (c'est à dire sa distribution en k_x), il se propagera sans dispersion latérale de l'énergie.

On voit ici comment l'apparition d'une isofréquence plate permet de propager un faisceau ayant une certaine divergence angulaire (c'est à dire une extension non nulle dans l'espace des k transverses) sans étalement de l'énergie.

I.4.2 Approche plus mathématique

Considérons le milieu autocollimatant parfait du bas de la figure I.13 page suivante ainsi que la propagation d'un faisceau monochromatique de fréquence réduite U_0 . Ce faisceau se propage selon la direction k_y entre les plans $y = 0$ et $y = L$. Soit $E(x,0)$ le profil du champ électrique de ce faisceau en $y = 0$, avec x la direction transverse et y la direction de propagation. Ce profil peut se décomposer en une somme d'ondes planes de fréquence spatiale k_x :

$$E(x,0) = \int \tilde{E}(k_x) \cdot e^{ik_x \cdot x} \cdot dk_x \quad (I.3)$$

où k_x et k_y sont liés par la relation $U(k_x, k_y) = U_0$. Chacune des ondes planes composant ce faisceau se propage jusqu'en $y = L$ en accumulant une phase $k_y \cdot L$. Nous pouvons ainsi recomposer en $y = L$ le profil du faisceau propagé en sommant chaque onde plane, affectée du bon terme de phase :

$$E(x,L) = \int \tilde{E}(k_x) \cdot e^{ik_x \cdot x} \cdot e^{ik_y \cdot L} \cdot dk_x \quad (I.4)$$

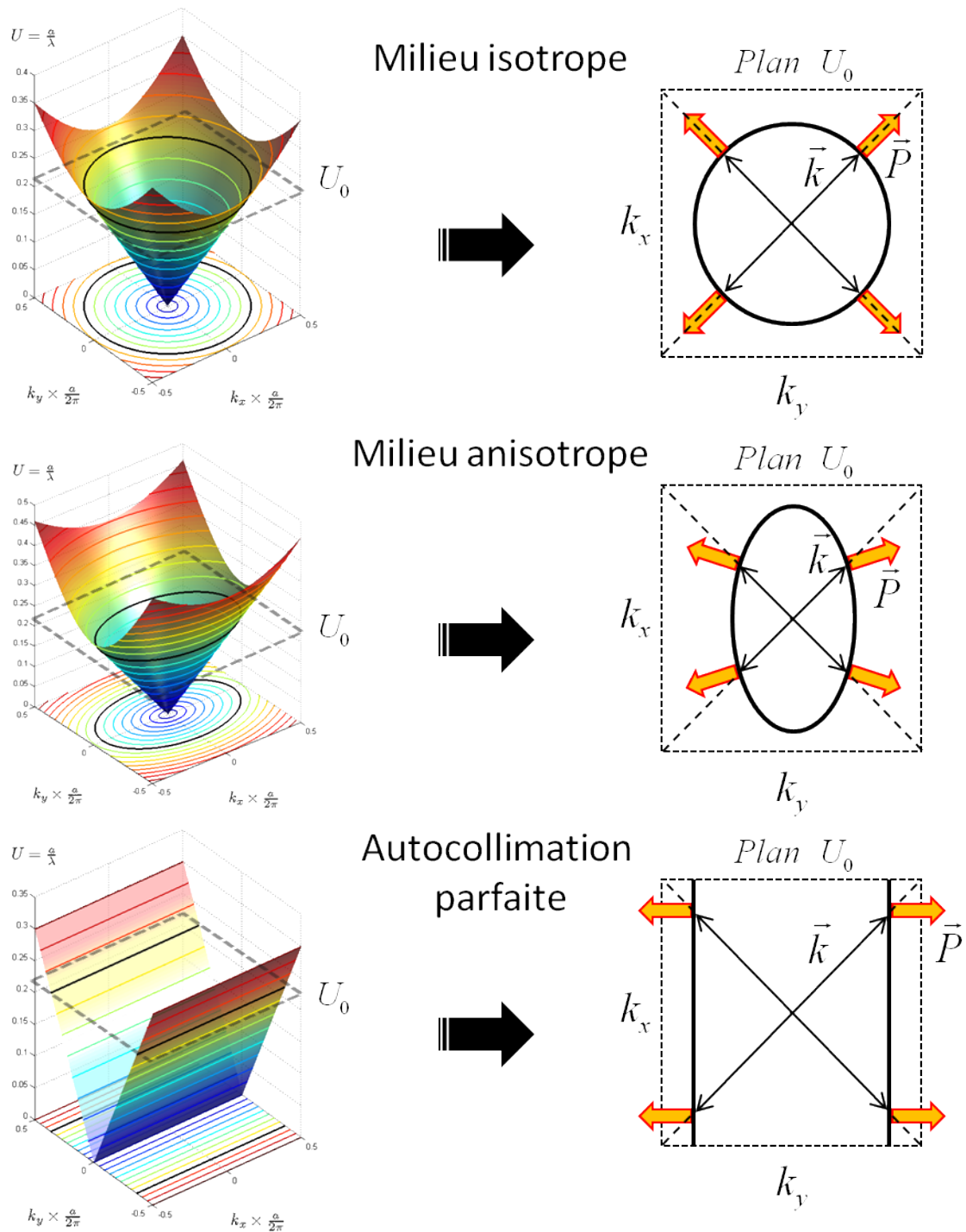


FIGURE I.13 – Haut : diagramme de bandes d'un milieu isotrope. Milieu : diagramme de bandes d'un milieu anisotrope. Bas : diagramme de bandes d'un milieu parfaitement autocollimant. Pour chacun des trois, la partie droite montre une isofréquence à $U = U_0$ avec les directions de la phase (\vec{k}) et de l'énergie (\vec{P}).

Jusqu'ici, nous avons simplement supposé que le faisceau considéré pouvait se décomposer en ondes planes et qu'il existait bien pour toute composante k_x une composante k_y telle que $U(k_x, k_y) = U_0$. Du moment que ces suppositions sont valides, l'équation I.4 page 19 est valable. Dans la plupart des cas, la difficulté est d'inverser la relation $U(k_x, k_y) = U_0$ pour obtenir une fonction $k_y(k_x)$ et résoudre l'intégration. Dans le cas de l'autocollimation parfaite, la situation se simplifie. En effet, la composante k_y est la même quel que soit k_x , étant donné que $U(k_x, k_y)$ est une droite dont l'équation peut s'écrire $k_y = k_{y0}$. On peut ainsi réécrire l'équation I.4 page 19 :

$$E(x, L) = \int \tilde{E}(k_x) \cdot e^{ik_x \cdot x} \cdot e^{ik_{y0} \cdot L} \cdot dk_x \quad (\text{I.5})$$

et le terme de phase étant indépendant de k_x , il peut être factorisé :

$$E(x, L) = e^{ik_{y0} \cdot L} \cdot \int \tilde{E}(k_x) \cdot e^{ik_x \cdot x} \cdot dk_x = E(x, 0) \cdot e^{ik_{y0} \cdot L} \quad (\text{I.6})$$

On voit ainsi apparaître au niveau de l'intégrale de l'équation I.6 la décomposition en ondes planes du profil de départ $E(x, 0)$. Par conséquent, $E(x, 0)$ et $E(x, L)$ sont identiques à un terme de phase près (en l'occurrence $e^{ik_{y0}}$). Le profil spatial du champ reste le même quelle que soit la distance de propagation L .

I.5 Cristal photonique à autocollimation

Nous avons présenté précédemment le cas idéal d'un milieu théorique offrant une autocollimation parfaite. Nous allons voir ici comment on peut se rapprocher de ce milieu idéal grâce à l'utilisation de cristaux photoniques. Les cristaux photoniques sont des structures qui sont caractérisées par une variation périodique dans l'espace de l'indice optique et ce à des échelles comparables à la longueur d'onde considérée. Cette structuration sub-longueur d'onde permet d'obtenir un milieu équivalent dont on peut très fortement façonner les propriétés optiques. En jouant sur la géométrie du cristal photonique, on peut ainsi parvenir à un certain contrôle de la courbure locale des isofréquences. Nous allons voir ici que nous pourrions obtenir des isofréquences qui seront localement plates. Dans ce qui suit, nous verrons que pour une certaine gamme de fréquences réduites, on peut obtenir des segments de droite d'étendue en k relativement restreinte. Avec ce type de cristal, l'autocollimation ne sera efficace que pour des faisceaux ayant une étendue en k limitée, c'est à dire une grande taille latérale.

I.5.1 Choix du cristal

Différentes considérations pratiques et techniques ont guidé le choix du cristal photonique que nous avons retenu pour mener ce travail. Nos travaux se sont appuyés sur les choix technologiques développés précédemment pour fabriquer des lasers à cristaux photoniques sur membrane de GaAs[38, 39, 40]. Cela limite notre choix à des cristaux photoniques constitués par des trous d'air percés au travers d'une membrane d'indice effectif

variant entre $n_{\text{eff}} = 2,8$ et $n_{\text{eff}} = 3,37$ (cette valeur est fonction de la membrane considérée. Pour plus de détail, voir le chapitre II). De plus, comme le milieu actif de ces membranes (puits quantiques GaInAs en compression) émet une onde polarisée TE (champ électrique dans le plan de la membrane), cela fixe la polarisation selon laquelle nous recherchons l'autocollimation. Il ne nous reste donc comme seule liberté de choisir la maille cristalline et ses paramètres constitutifs, dans la mesure des possibilités technologiques. Dans ce qui suit, nous allons présenter le type d'isofréquences « plates » que l'on peut obtenir avec les mailles les plus simples possibles, en se fixant un ratio rayon des trous/paramètre de maille de $r/a = 0,3$, un indice effectif de $n_{\text{eff}} = 3,24$ et une polarisation TE. Ces courbes sont obtenues par une méthode de calcul en ondes planes[41].

I.5.1.1 Cristal photonique à maille hexagonale

Avec le cristal photonique à maille hexagonale, l'autocollimation se produit pour une fréquence réduite de $U = 0,200$ sur la première bande (voir la partie gauche de la figure I.14 page ci-contre) et une fréquence réduite de $U = 0,361$ sur la deuxième bande (voir la partie droite de la figure I.14 page suivante). Pour ces deux fréquences, la courbe isofréquence reprend la forme générale du réseau réciproque et comprend notamment six zones relativement plates. Ces six zones correspondent à trois directions possibles pour l'autocollimation, avec à chaque fois deux sens possibles. Comme on peut le voir sur la figure I.15 page ci-contre, les trois directions d'autocollimation de la seconde bande sont tournées de 30° par rapport aux directions de propagation sur la première bande.

I.5.1.2 Cristal photonique à maille carrée

Pour le cristal photonique à maille carrée, l'autocollimation se produit à $U = 0,201$ sur la première bande et $U = 0,289$ sur la deuxième bande (voir la partie gauche de la figure I.16 page 24). Une fois encore, aux fréquences d'autocollimation, la courbe isofréquence reprend la forme générale du réseau réciproque et quatre zones plates apparaissent, correspondant à deux directions d'autocollimation avec deux sens possibles. Comme le montre la figure I.17 page 24, les deux directions d'autocollimation sur la première bande sont dirigées selon les diagonales du réseau carré, celles sur la deuxième bande étant dirigées selon les côtés du carré.

I.5.1.3 Choix de la maille

Comme nous le voyons ci-dessus, les deux mailles les plus simples nous permettent d'obtenir des directions d'autocollimation sur la première et la deuxième bande. Cela nous laisse donc quatre possibilités parmi lesquelles choisir.

Tout d'abord, nous choisissons de travailler sur la première bande, ce qui élimine deux possibilités. Ce choix nous permet de nous placer en dessous du cône de lumière et de nous affranchir des pertes de propagation par couplage aux modes de l'air. Comme nous souhaitons à terme réaliser une cavité laser avec ce type de structure, il est en effet crucial de chercher à diminuer les pertes.

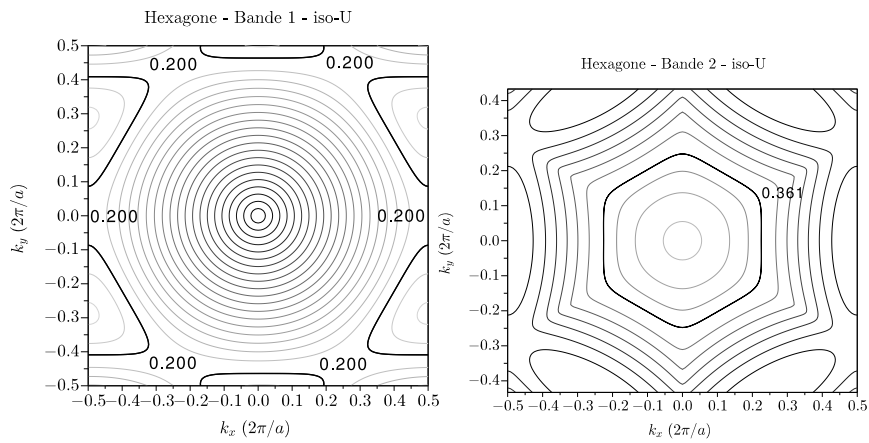


FIGURE I.14 – Courbes isofréquences sur la première bande (gauche) et la deuxième bande (droite) pour une maille hexagonale ($n_{\text{eff}} = 3,24$, $r/a = 0,3$). L'autocollimation se produit pour $U = 0,200$ et $U = 0,361$, avec trois directions d'autocollimation.

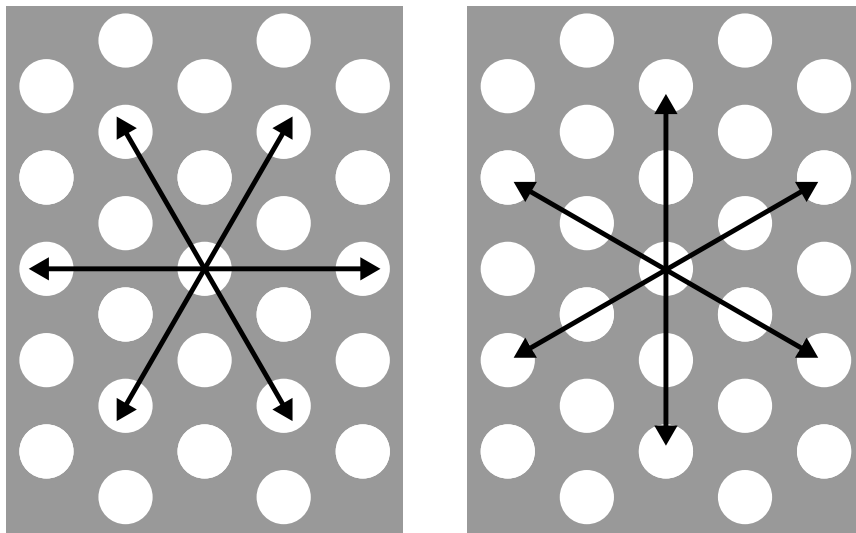


FIGURE I.15 – Directions d'autocollimation sur la première bande (gauche) et la deuxième bande (droite) pour une maille hexagonale ($n_{\text{eff}} = 3,24$, $r/a = 0,3$).

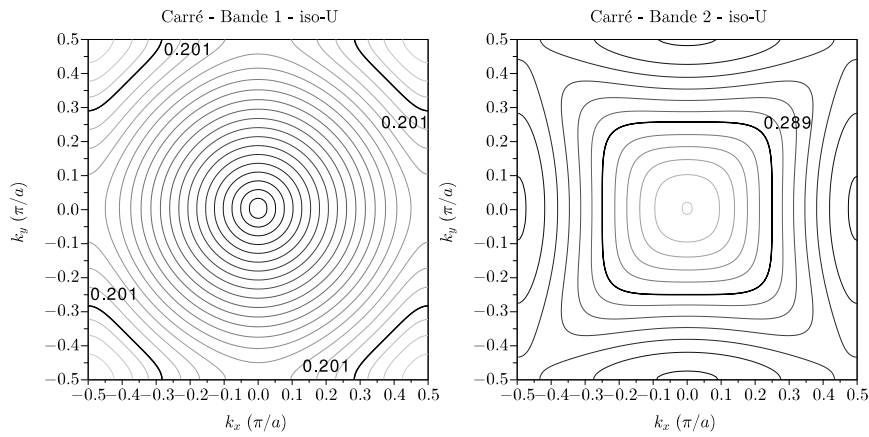


FIGURE I.16 – Courbes isofréquences sur la première bande (gauche) et la deuxième bande (droite) pour une maille carrée ($n_{\text{eff}} = 3,24$, $r/a = 0,3$). Pour $U = 0,201$ et $U = 0,289$, deux directions d'autocollimation apparaissent.

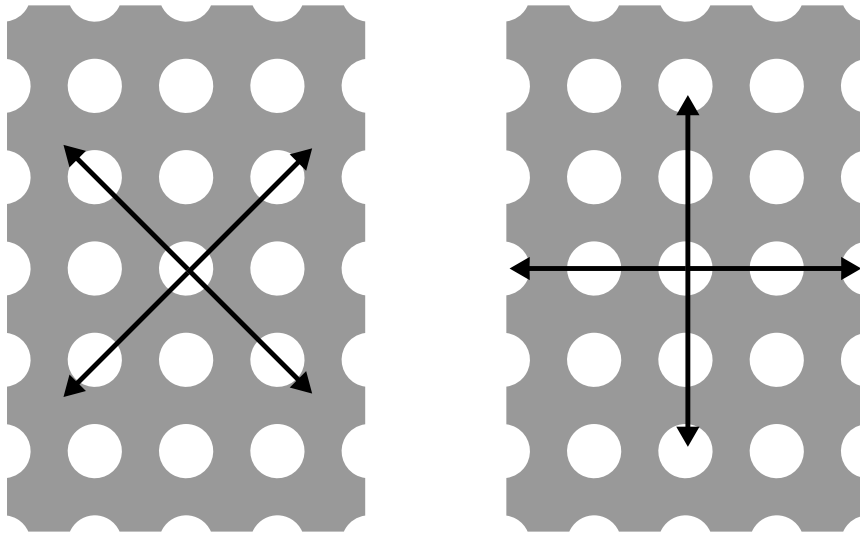


FIGURE I.17 – Directions d'autocollimation sur la première bande (gauche) et la deuxième bande (droite) pour une maille carrée ($n_{\text{eff}} = 3,24$, $r/a = 0,3$).

Il nous reste à choisir entre la maille hexagonale et la maille carrée. En terme de fréquence réduite, il n'y a pas de différence notable, l'autocollimation se produisant pour $U \simeq 0,200$ dans les deux cas. Nous aurons donc les mêmes paramètres de maille et les mêmes diamètres de trous dans les deux cas. La première différence se situe au niveau du facteur de remplissage en trous qui est de $f_c = 0,28$ pour la maille carrée et de $f_h = 0,32$ pour la maille hexagonale. La maille carrée nous offrira donc plus de semiconducteur (et donc potentiellement plus de gain pour un laser) que la maille hexagonale. La deuxième différence est le nombre de directions d'autocollimation : deux pour la maille carrée et trois pour la maille hexagonale. Dans la perspective d'exploitation de l'autocollimation dans une cavité laser, nous n'utiliserons qu'une seule de ces directions, les autres pouvant s'assimiler à des directions perdues, que l'on va chercher à diminuer. Encore une fois, la balance penche en faveur de la maille carrée.

En choisissant de travailler sur la première bande de la maille carrée, et compte tenu de la longueur d'onde d'émission de notre milieu gain (autour de 1000 nm), nous devons donc réaliser des trous de 120 nm de diamètre au pas de 200 nm, ce qui semble envisageable avec les techniques développées au laboratoire.

I.5.2 Propriétés du cristal photonique à maille carrée

La figure I.18 page suivante illustre l'étude d'un cas de cristal photonique à maille carrée. Le matériau possède un indice effectif $n_1 = 2,9$ et les trous d'air sont distribués sur un réseau carré de maille a avec un ratio r/a de 0,3. Le système est purement 2D, c'est à dire qu'il est invariant par translation selon l'axe z . Dans la pratique nous réalisons une membrane d'épaisseur finie, mais pour les propriétés qui nous intéressent, on peut se ramener à une simulation 2D en prenant pour le matériau infini l'indice effectif du mode guidé dans la membrane. Par exemple, ici $n_1 = 2,9$ est obtenu pour une longueur d'onde de 1000 nm, un confinement vertical du mode fondamental à l'intérieur d'une membrane de GaAs de 150 nm d'épaisseur et d'indice 3,51. Compte tenu des propriétés d'émission des puits quantiques (GaInAs/GaAs) on peut se limiter à l'étude en polarisation TE (champ E contenu dans le plan xy des puits).

I.5.2.1 Description du diagramme de dispersion du cristal photonique à maille carrée

La structure décrite ci-dessus a été étudiée à l'aide d'un logiciel de calcul d'ondes planes (MPB¹). Ce logiciel fournit le diagramme de dispersion $\omega(\vec{k})$ complet de ce cristal photonique en polarisation TE. Nous considérons ici uniquement la première bande. Ce diagramme est représenté sur la partie inférieure gauche de la figure I.18 page suivante. La fréquence ω est indiquée en fréquence réduite $U = a/\lambda$. Compte tenu des symétries, l'étude du diagramme de dispersion peut se restreindre à $1/8^{\text{ème}}$ du plan (k_x, k_y) . Cette zone, appelée zone de Brillouin irréductible, est représentée en bas à droite de la figure I.18 page suivante par le triangle de couleur bleu semi-transparent. Cet espace contient toute

1. MIT Photonic Band[41]

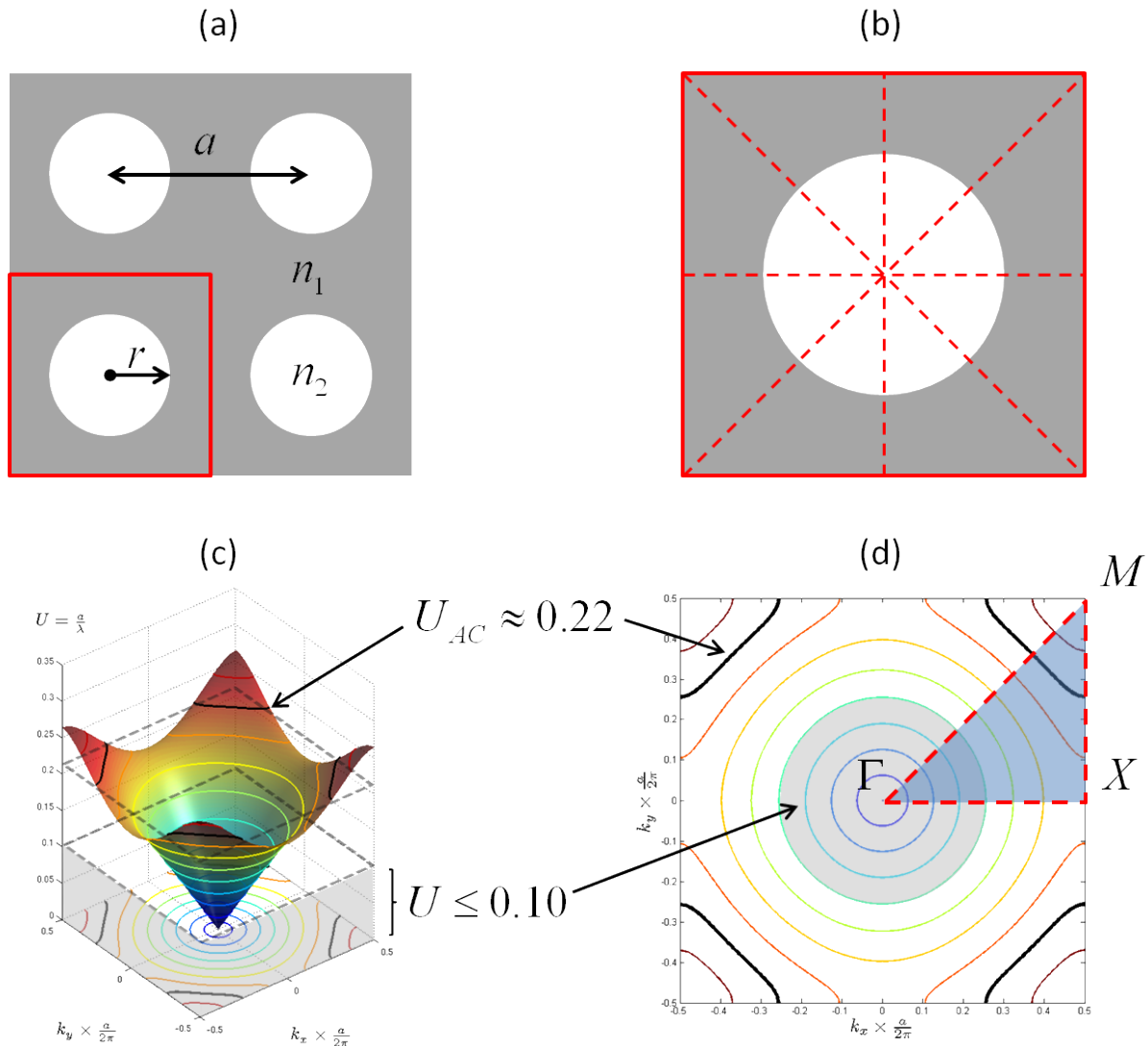


FIGURE I.18 – (a) : cristal photonique à maille carrée avec des trous d’air de $r/a = 0,3$, incorporés dans un milieu d’indice effectif $n_1 = 2,9$. (b) : motif élémentaire du cristal photonique. Les traits pointillés indiquent les 4 axes de symétrie. (c) : diagramme $U(\vec{k})$ complet du cristal photonique avec projection de quelques isofréquences sur le plan $U=0$. Le volume en gris clair ($U < 0,10$) correspond à une zone de propagation isotrope. Le plan $U_{AC} = 0,218$ indique l’isofréquence d’autocollimation. (d) : projection des isofréquences avec en zone bleue semi-transparente la zone de Brillouin irréductible.

l'information nécessaire pour décrire les propriétés propagatives du cristal photonique à maille carrée.

A basse fréquence, le diagramme a une forme de cône inversé. A mesure que U augmente, ce diagramme s'aplatit. Il s'aplatit rapidement selon les directions k_x et k_y et plus lentement selon les axes diagonaux. On peut séparer ce diagramme en deux parties :

1. Pour $U \lesssim 0,1$, le diagramme de dispersion est conique ce qui correspond à un milieu isotrope (voir figure I.13 page 20). En effet, une fréquence réduite U petite implique une longueur d'onde grande devant la maille cristalline a . Dans ces conditions, l'onde plane voit le cristal photonique comme un milieu homogène d'indice moyen $n_{moyen} = f_1 \cdot n_1 + f_2 \cdot n_2$, où f_1 et f_2 représentent les facteurs de remplissages associés aux deux matériaux d'indice n_1 et n_2 qui composent le cristal photonique.
2. Pour $U \gtrsim 0,1$, le cône fléchit et s'aplatit de plus en plus à mesure qu'on se rapproche de la bande interdite. Cette inflexion des bandes est plus importante pour la direction ΓX que pour la direction ΓM , ce qui fait que la première bande atteint son maximum au point M du diagramme de dispersion, pour une fréquence réduite $U = 0,263 a/\lambda$.

Considérons l'axe diagonal ΓM . A proximité du point M, la courbure des isofréquences est négative. A plus basse fréquence (points proches de Γ), la courbure des isofréquences est positive. Pour une direction \vec{k} proche de ΓM , il existe obligatoirement une transition entre ces deux régions. Cette transition a lieu pour un U donné et se manifeste par une courbure nulle[26]. Concernant les autres vecteurs \vec{k} autour de ΓM , la transition a lieu également mais pas à la même fréquence réduite. Néanmoins, les différences restent faibles, ce qui veut dire qu'une ou plusieurs isofréquences possèdent sur une grande partie de leur profil une courbure proche de zéro voire nulle. Ce contour est donc quasi-rectiligne ; il est également perpendiculaire à ΓM : cette isofréquence est soulignée en noir sur la figure I.18 page précédente. En raison des symétries du réseau, celle-ci se retrouve sur les 4 extrémités du diagramme de dispersion. Nous allons nous intéresser à cette isofréquence et voir comment sa forme agit sur les propriétés de propagation.

I.5.2.2 Description de l'isofréquence d'autocollimation du cristal photonique à maille carrée

La figure I.19 page suivante représente le diagramme de dispersion du même cristal photonique étudié précédemment. Nous détaillons ici les propriétés de l'isofréquence d'autocollimation U_{AC} . Le réseau réciproque est volontairement tourné de 45° pour aligner les directions d'autocollimation avec la verticale et l'horizontale du graphique. L'isofréquence U_{AC} est soulignée en rouge. Cette isofréquence présente un profil carré avec des sommets arrondis. Nous distinguons trois zones associées à trois propriétés optiques particulières :

1. la zone couleur gris clair correspond à une zone plate de largeur $\|\Delta\vec{k}_{AC}\|$. Cette zone est signalée par les crochets en pointillés ; elle est perpendiculaire à l'axe ΓM . Dans cette gamme $\|\Delta\vec{k}_{AC}\|$ tous les vecteurs \vec{k} sont associés à un vecteur de Poynting dirigé selon ΓM . C'est dans cette zone que se produit l'autocollimation. Contrairement à l'autocollimation parfaite discutée à la partie I.4 page 18, cette zone ne s'étend pas à toutes les composantes transverses. Nous verrons dans la partie I.6.2 page 30 quelle conséquence cela peut avoir sur la propagation de faisceaux,

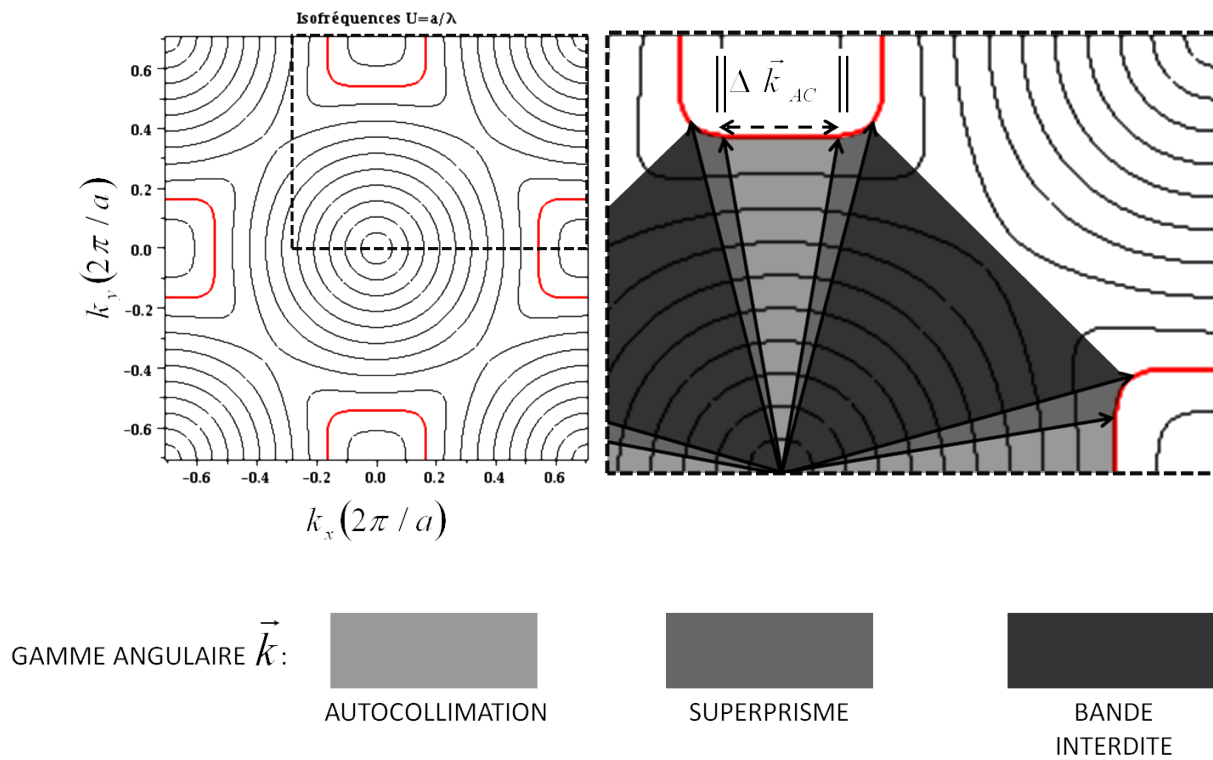


FIGURE I.19 – A gauche, réseau réciproque tourné de 45° d'un cristal photonique composé de trous d'air au rapport r/a de 0,3, distribués selon un réseau carré de maille a , dans un matériau d'indice effectif de 2,9. L'isofréquence $U_{AC} = 0,218$, soulignée en rouge, indique l'isofréquence d'autocollimation. A droite, détail sur $1/4$ du réseau réciproque, avec en dessin les indications des gammes angulaires de trois effets photoniques : en gris clair, une zone d'autocollimation ; en gris moyen, une zone superprisme ; en gris foncé, la bande interdite. En raison des symétries du cristal photonique, ces zones se retrouvent également au niveau des 3 autres extrémités du réseau réciproque.

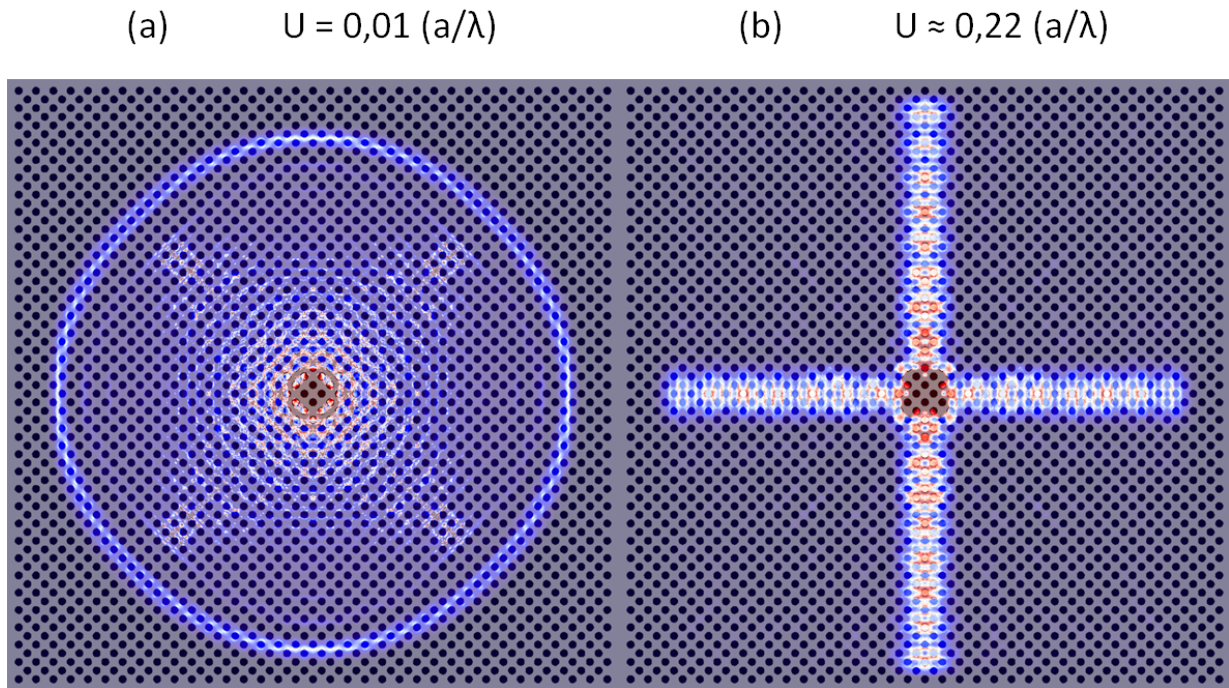


FIGURE I.20 – Propagation de l'énergie à travers le cristal photonique d'étude dans le cas d'un point source émettant à une fréquence $U = 0,01 (a/\lambda)$ (a) et $U \sim 0,22 (a/\lambda)$ (b).

2. la zone couleur gris foncé correspond à une bande interdite. Il n'y a pas de propagation possible à la fréquence U_{AC} dans cette gamme de directions,
3. la zone couleur gris moyen, située entre la bande interdite et la zone d'autocollimation, représente une gamme en k très mince. Cette zone est caractérisée par un fort rayon de courbure de l'isofréquence qui induit un effet superprisme. Cette gamme correspond à une forte dispersion de la lumière [1].

La figure I.20 montre la propagation de la lumière dans le cristal photonique d'étude en régime isotrope et en régime d'autocollimation. Ces résultats sont obtenus à l'aide de simulations FDTD. La source considérée est un dipôle ponctuel centré entre les trous du cristal photonique, c'est à dire dans une zone de semiconducteur. Le point source en question rayonne selon toutes les directions du plan et émet en continu à deux fréquences réduites : $U = 0,01 (a/\lambda)$ et $U \sim 0,22 (a/\lambda)$. Lorsque $U = 0,01 (a/\lambda)$ (a), nous sommes dans le cas d'une isofréquence circulaire et la lumière se propage de façon isotrope. Lorsque $U \sim 0,22 (a/\lambda)$ (b), nous pouvons voir que la lumière se propage exclusivement selon les quatre directions indiquées à la figure I.19 page ci-contre et qui correspondent aux directions d'autocollimation.

I.6 Intérêt de l'autocollimation pour le laser à semi-conducteur

Nous avons choisi dans la partie précédente le cristal photonique à maille carrée afin d'étudier l'autocollimation. Nous avons obtenu au niveau de la première bande une courbe isofréquence qui présente un profil carré. Une des arêtes est perpendiculaire à ΓM . Cela doit permettre d'obtenir un effet d'autocollimation dans la direction ΓM pour la fréquence réduite U_{AC} associée à l'isofréquence en question. Toutefois, cette géométrie d'isofréquence ne correspond pas à celle de l'autocollimation parfaite. Pour rappel, celle-ci est une droite perpendiculaire à ΓM définie pour tout l'espace \vec{k} . Nous allons montrer dans cette partie que ce profil est susceptible de fournir non seulement un guidage, mais aussi un filtrage spatial des modes guidés par autocollimation. Cette propriété remarquable peut potentiellement corriger certaines limitations des techniques conventionnelles de guidage utilisées dans les lasers à semiconducteur. Nous rappellerons quelles sont ses limitations, et nous verrons comment l'autocollimation imparfaite que nous pouvons obtenir avec un cristal photonique peut permettre de les surmonter.

I.6.1 Les limites du guidage par contraste d'indice

Un laser de forte brillance est défini par une qualité spatiale du faisceau exceptionnelle, ou réciproquement par un haut niveau de cohérence spatiale dans le plan transverse. Pour atteindre de telles propriétés, le mieux est d'avoir une émission monomode latérale. Dans un guide par contraste d'indice classique (fibre ou guide à ruban par exemple), la densité latérale de mode est proportionnelle à la largeur du guide. Par conséquent, pour conserver une émission monomode dans un laser à semiconducteur utilisant ce genre de guide, il faut limiter la largeur du guide en dessous d'une certaine valeur critique. Cela limite la surface disponible pour assurer le pompage du milieu gain. Pour augmenter la puissance émise par ces lasers, il est donc nécessaire d'augmenter la densité de porteurs. Malheureusement cela introduit de nombreux effets non-linéaires (anti-guidage, filamentation, ...) qui dégradent la qualité spatiale du faisceau. Dans les lasers à semiconducteur à guidage par contraste d'indice, il est donc difficile de concilier à la fois forte puissance et bonne qualité spatiale du faisceau. En d'autres termes, il est difficile d'obtenir des diodes laser de forte brillance. C'est une limitation des lasers à semiconducteurs par rapport à d'autres types de laser (solide, gaz ou fibre).

I.6.2 Le guidage des modes en autocollimation imparfaite

L'autocollimation peut apporter une nouvelle approche pour concilier un régime de puissance et la qualité spatiale du faisceau. Nous allons en effet voir que l'autocollimation doit permettre de réaliser des cavités qui favorisent un fonctionnement monomode spatial sur un mode fondamental de grande largeur. Il doit être ainsi possible de monter en puissance non pas en augmentant la densité de porteurs, mais en augmentant la surface sur laquelle se fait l'injection de porteurs, évitant ainsi les effets non-linéaires néfastes.

L'autocollimation parfaite, présentée à la partie I.4 page 18, garantit une propagation

à l'infini d'un mode en préservant son profil transverse, quel que soit ce profil. Dans ce cas, aucun processus ne vient favoriser un profil de mode particulier. Tout mode ayant la bonne fréquence se propagera identique à lui-même, quelle que soit sa décomposition en somme d'ondes planes (équation I.6 page 21). Il n'y a aucune sélectivité spatiale et par conséquent l'autocollimation parfaite n'offre aucune avancée par rapport au guide par contraste d'indice.

En revanche, l'autocollimation "imparfaite" que nous obtenons avec le cristal photonique à maille carrée est définie par une autocollimation valable uniquement pour une certaine gamme angulaire $\|\Delta\vec{k}_{AC}\|$ centrée sur l'axe ΓM . Cette caractéristique nous procure un filtrage spatial par l'intermédiaire de deux effets susceptibles de favoriser les modes fondamentaux de grande étendue :

Le premier est lié à la présence des zones de superprisme et de bande interdite sur l'isofréquence à U_{AC} . Décomposons en une somme d'ondes planes un mode se propageant le long de l'axe ΓM . Ses fréquences spatiales sont comprises dans un certain intervalle $\|\Delta\vec{k}\|$ centré sur l'axe ΓM . Nous avons deux possibilités :

1. $\|\Delta\vec{k}\| \leq \|\Delta\vec{k}_{AC}\|$, ou
2. $\|\Delta\vec{k}\| \geq \|\Delta\vec{k}_{AC}\|$.

Comme indiqué sur la figure I.19 page 28, l'effet du cristal photonique sur les composantes $\tilde{E}(k)$ va dépendre de la zone dans laquelle elles se situent. Dans le premier cas, les composantes se propagent intégralement sans se déformer et sans se déphaser les unes par rapport aux autres : le faisceau est autocollimaté. Dans le second cas, les composantes en dehors de l'intervalle $\|\Delta\vec{k}_{AC}\|$ sont filtrées et ne se retrouvent plus dans le profil du faisceau propagé : soit elles ont été fortement déviées par effet superprisme, soit elles n'ont pas pu se propager car situées dans la bande interdite. On élimine ainsi les hautes fréquences spatiales du mode propagé. Ceci pourrait permettre de lisser un mode faisant apparaître des points chauds ou de l'automodulation.

Le deuxième effet est lié à la courbure résiduelle qui existe pour $\|\Delta\vec{k}\| \leq \|\Delta\vec{k}_{AC}\|$. En effet, nous avons signalé que l'isofréquence U_{AC} n'est pas parfaitement rectiligne sur tout l'intervalle $|\Delta\vec{k}_{AC}|$. La courbure résiduelle tend à légèrement disperser le faisceau. Cet effet est d'autant plus marqué que la décomposition du faisceau $\tilde{E}(k)$ est large en k . Un mode transverse large, c'est à dire ayant une décomposition resserrée autour de $k = 0$, sera donc moins dispersé qu'un mode spatialement étroit. L'autocollimation imparfaite tend donc à favoriser les modes transverses ayant la décomposition en k la plus resserrée possible : il s'agit des modes spatialement large et dont le profil est le plus « doux » possible, c'est à dire ayant le moins de noeuds. Elle permet donc d'assurer un certain filtrage spatial qui favorise les modes transverses fondamentaux et les plus étendus possibles. Cela est particulièrement intéressant pour la conception de laser de forte brillance.

Concernant le filtrage spectral, les fréquences autour de U_{AC} présentent des courbures faibles, mais non-nulles. Pour $U < U_{AC}$, la courbure est convexe. Pour $U > U_{AC}$, elle est concave. Dans les deux cas, le mode diverge au cours de sa propagation car il n'y a pas d'autocollimation.

Nous avons donc un cristal photonique qui à priori favorise les modes larges, monolobes, et de fréquence U_{AC} . La question qu'il faut se poser maintenant est celle du dimensionnement de la cavité que l'on peut concevoir avec un tel cristal photonique et plus particulièrement le guide à autocollimation qui constituera le cœur de cette cavité. En particulier, pour une largeur de mode transverse donnée, quelle longueur de guide faut-il considérer ? Il faut aussi savoir si l'effet de filtrage spectral sera suffisant pour assurer un fonctionnement monomode longitudinal ou s'il sera nécessaire de recourir à un autre phénomène de filtrage spectral.

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'autocollimation parfaite en nous basant sur le cas idéal d'une isofréquence U_{AC} dont la géométrie est une droite. Nous avons vu qu'une telle autocollimation garantissait un guidage parfait et sans déformation de tout mode ayant la fréquence adéquate. Cette autocollimation parfaite est cependant doublement inutile car d'une part, nous ne sommes pas en mesure de l'obtenir dans un cristal photonique simple et que d'autre part, elle n'offre aucune sélectivité spatiale des modes et n'apporte aucune avancée par rapport au guidage conventionnel.

Nous avons montré que l'autocollimation imparfaite du cristal photonique à maille carrée offrait en plus du guidage sans dispersion un filtrage spatial favorisant les basses fréquences spatiales. Ce filtrage est censé privilégier les modes de type monolobes de grandes largeurs. Il a également la propriété de lisser le profil transverse d'un mode en éliminant les composantes de haute fréquence. Nous allons étudier dans le prochain chapitre la conception de guide avec un tel milieu.

Chapitre II

CONCEPTION DE GUIDES À AUTOCOLLIMATION

II.1 Introduction

Ce chapitre concerne l'étude théorique de guide à autocollimation reposant sur une structure membranaire à maille carrée. Le choix de la structure membranaire est motivé par la simplicité de la structure et de son procédé de réalisation. Ce type de structure est communément utilisé dans la littérature pour valider des concepts et faciliter le prototypage de structures photoniques. Pour notre part, nous nous appuyons sur des travaux développés antérieurement au laboratoire pour étudier des diodes laser GaAs à cristaux photoniques et à cavité DFB [38].

La première partie concerne la détermination des paramètres technologiques de la maille photonique sur structure membranaire GaAs pour obtenir les conditions d'autocollimation à la longueur d'onde d'émission.

La seconde partie détaille les caractéristiques de guidage par autocollimation obtenu sur une membrane entièrement structurée par le cristal photonique. Les propriétés de sélectivité spectrale et de sélectivité spatiale sont particulièrement analysées.

II.2 Dimensionnement du cristal photonique

L'objectif est d'obtenir la meilleure autocollimation sur une structure membranaire émettant à une longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$ environ. Nous allons par conséquent déterminer dans cette partie les dimensions du cristal photonique à autocollimation, en tenant compte des contraintes liées à ce type de structure : contraintes liées au matériau (indice effectif de la membrane) et contraintes liées aux limitations technologiques (rayon des trous et distance entre trous).

Nous identifierons dans la partie II.2.1 page suivante les paramètres clés de l'étude. Nous détaillerons en parallèle les contraintes associées, ce qui permettra d'établir les gammes possibles pour ces paramètres. Nous verrons dans la partie II.2.2 page 36 quelle méthode nous avons utilisée pour déterminer la fréquence réduite d'autocollimation obtenue pour un jeu de paramètres donnés. Nous appliquerons dans la partie II.2.3 page 39 cette méthode aux gammes préalablement définies, ce qui nous permettra d'effectuer une première étude paramétrique de l'autocollimation. Nous choisirons finalement le point de fonctionnement du cristal photonique à autocollimation retenu pour les réalisations expérimentales.

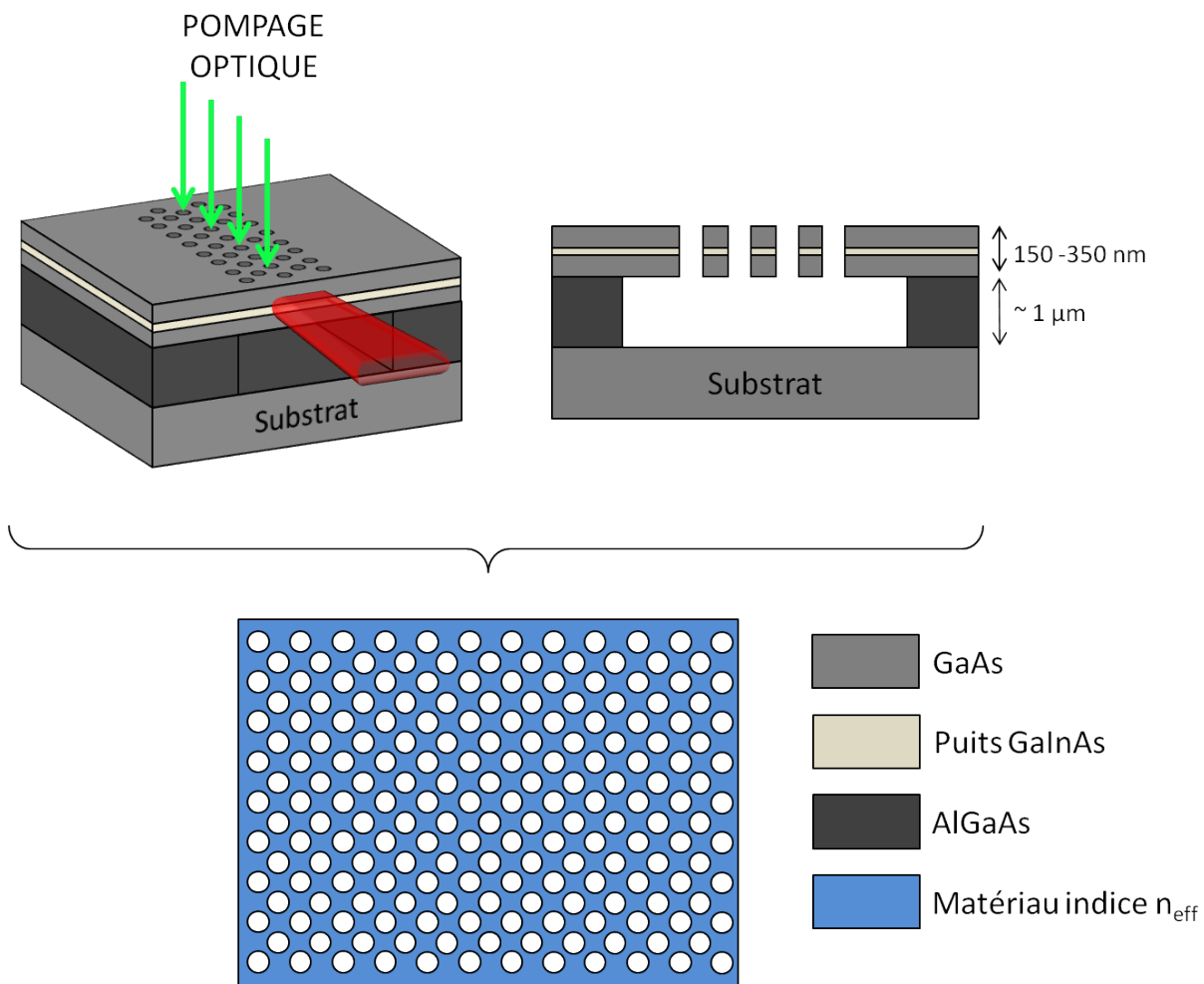


FIGURE II.1 – Illustration d'un cristal photonique défini sur une membrane GaAs contenant des puits GaInAs. Le dessin du bas représente l'équivalent 2D de la structure avec un cristal photonique planaire incorporé dans un matériau d'indice effectif n_{eff} .

II.2.1 Présentation de la structure membranaire

La cavité tout cristal photonique à autocollimation sera réalisée sur une membrane GaAs suspendue dans l'air. Une illustration de cette membrane est représentée sur la figure II.1. Les membranes dont nous disposons ont des épaisseurs comprises entre 150 et 350 nm. Elles contiennent des puits quantiques GaInAs qui émettent selon la polarisation TE (champ électrique dans le plan de la membrane) dans des gammes de longueur d'onde situées entre 960 et 1020 nm. La membrane fait office de guide vertical à fort confinement pour l'onde émise par les puits quantiques.

La membrane peut ainsi se ramener à un matériau planaire d'indice effectif n_{eff} pour la polarisation d'intérêt. Cet indice est fonction de l'épaisseur de la membrane, de l'indice du matériau composant la membrane, ainsi que de la longueur d'onde d'émission. La figure II.2 page ci-contre montre la variation de l'indice effectif en fonction des indications citées plus

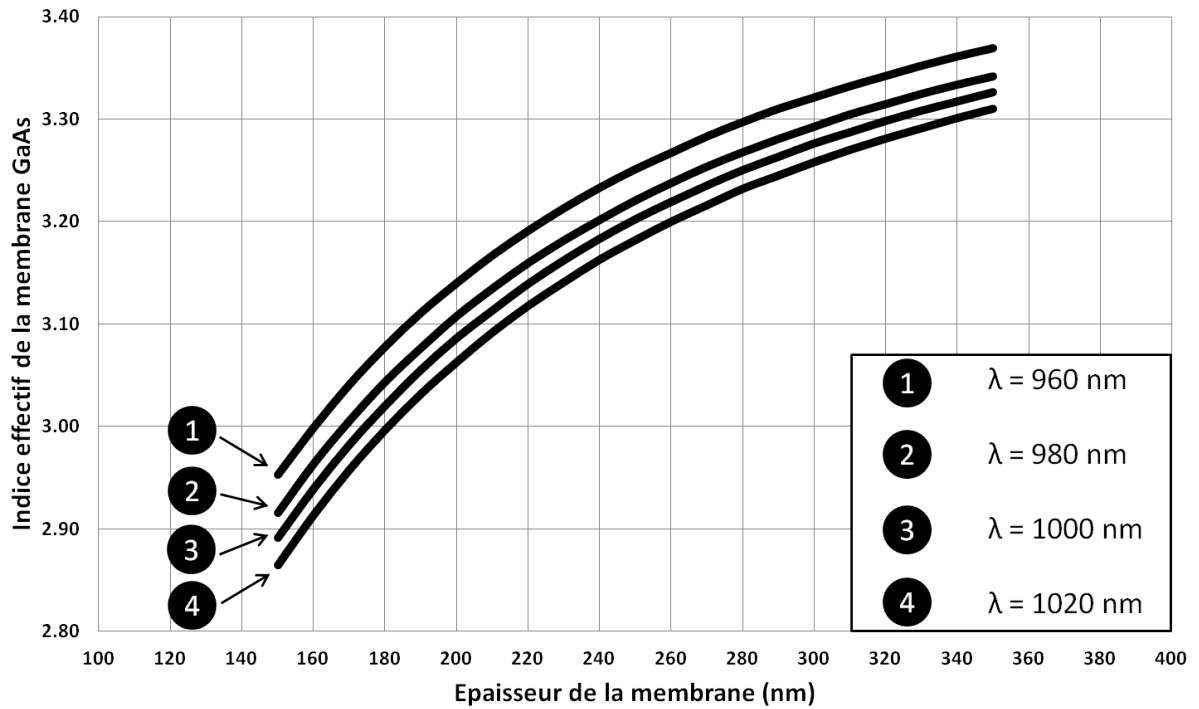


FIGURE II.2 – Indice effectif d’une membrane GaAs en fonction de son épaisseur, calculé pour un indice du GaAs de 3,5, 3,51, 3,52 et 3,54 correspondant respectivement à des longueurs d’onde d’émission de 1020 nm, 1000 nm, 980 nm et 960 nm (indice optique brut évalué à partir du modèle d’Afromovitz [42]).

haut (membrane GaAs d’épaisseur comprise entre 150 et 350 nm et émettant entre 960 et 1020 nm). Nous relevons d’après cette figure un encadrement de l’indice effectif entre 2,86 et 3,37 pour l’ensemble des membranes dont nous disposons.

Sur cette membrane, nous allons réaliser un cristal photonique constitué de trous de rayon r arrangés selon un cristal carré de maille a . Pour ce cristal, le paramètre pertinent est le rapport r/a qui va être contraint par les limitations technologiques liées à la fabrication du cristal photonique. Lors de la fabrication, le rayon r des trous ainsi que la distance minimale entre trous $d = a - 2r$ doivent rester supérieurs à des valeurs limites. Il n’est ainsi pas possible au laboratoire de graver des trous de rayon inférieur à $r_0 = 40$ nm et qui traversent toute l’épaisseur de la membrane, notamment à cause des effets ARDE¹ [43] qui tendent à faire diminuer la vitesse de gravure quand le rayon diminue. De même, pour la distance d , il est très difficile de descendre en dessous de $d_0 = 50$ nm à cause des effets de proximité lors de l’insolation électronique et lors de la gravure. Comment ces deux limitations sur r et d vont nous permettre d’établir un encadrement du rapport r/a , qui est le paramètre de conception pertinent pour le cristal photonique ?

Globalement, pour des indices effectifs compris dans la gamme 2,86 à 3,37, la fré-

1. ARDE, de l’anglais Aspect Ratio Dependent Etching ou en français gravure dépendant du rapport de forme

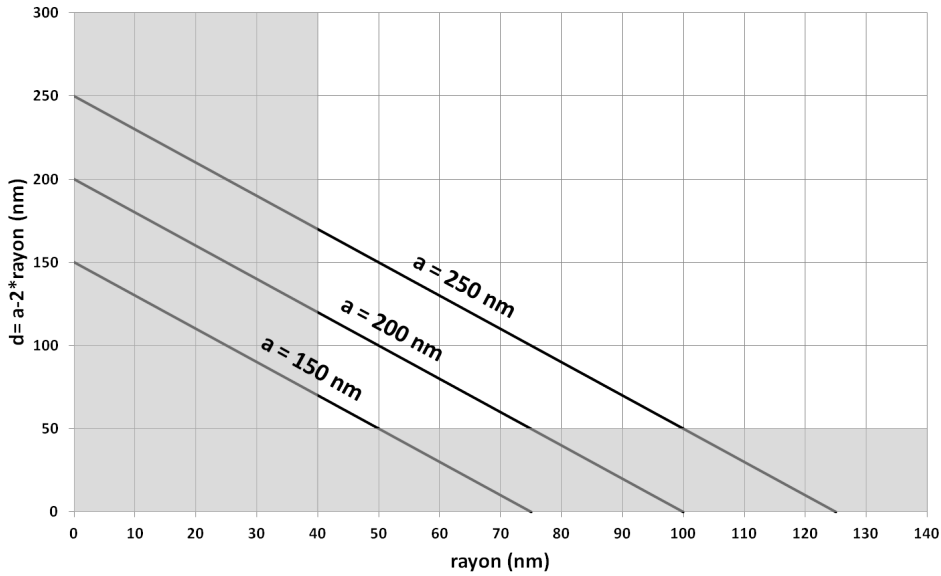


FIGURE II.3 – Rayon des trous r et distance minimale entre trous d pour 3 pas de réseau :150, 200, 250 nm. La zone grise situe les limitations technologiques.

quence réduite d'autocollimation se situe entre 0,15 et 0,25 (a/λ)[44]. En prenant une émission des puits centrée à 1000 nm, le paramètre de maille a se situe entre 150 et 250 nm. La figure II.3 indique l'évolution de la distance minimale d en fonction du rayon des trous pour les trois paramètres de maille suivants : 150, 200 et 250 nm. Dans les zones grisées, les contraintes technologiques sur r ou sur a ne sont pas respectées. Dans la partie restante, nous pouvons choisir librement le rapport r/a . On peut ainsi le faire varier entre un minimum de $r/a = 40/250 = 0,16$ et un maximum de $r/a = 100/250 = 0,4$. Nous pouvons ainsi couvrir une gamme de r/a comprise entre 0,16 et 0,4.

Nous venons de déterminer les gammes de l'indice effectif et du rapport r/a pour notre étude théorique de l'autocollimation sur un cristal photonique à maille carrée. Afin de mieux étudier le comportement de l'autocollimation, nous choisissons de légèrement élargir ces gammes, et nous prendrons finalement pour l'indice effectif un encadrement des valeurs entre 2,8 et 3,4 et pour le rapport r/a un encadrement des valeurs entre 0,15 et 0,45.

II.2.2 Méthode de détermination de la fréquence réduite d'autocollimation

Pour mener à bien le dimensionnement du cristal photonique à autocollimation il nous faut faire une étude paramétrique de l'effet d'autocollimation. Pour cela, nous devons disposer d'une méthode permettant de déterminer la fréquence d'autocollimation pour un jeu de paramètres donnés. En outre, nous souhaitons connaître par la même occasion l'acceptance angulaire de l'autocollimation. En d'autres termes, nous devons déterminer l'isofréquence la plus plate parmi toutes les isofréquences de la bande considérée, déter-

miner la fréquence réduite associée U_{AC} ainsi que la gamme de vecteurs d'onde Δk_{AC} sur laquelle l'isofréquence est plate. Cette isofréquence ne peut pas être déterminée « visuellement », car il n'y a pas de saut abrupt lors du passage par la fréquence d'autocollimation : on passe continument et lentement d'une courbure locale positive à une courbure négative (voir par exemple la figure I.16 page 24). Nous avons donc mis au point une méthode numérique simple et répétable pour déterminer la courbure (ou plutôt l'absence de courbure) sur les différentes isofréquences considérées. Le principe de cette méthode est de parcourir chaque isofréquence et de mesurer la gamme angulaire Δk dans laquelle la normale à l'isofréquence reste sensiblement parallèle à la direction d'autocollimation. L'isofréquence présentant la gamme Δk la plus large est considérée comme l'isofréquence d'autocollimation : sa fréquence est la fréquence d'autocollimation U_{AC} et la gamme angulaire Δk_{AC} donne l'acceptance angulaire de cette autocollimation.

Considérons l'exemple suivant pour illustrer l'utilisation de cette méthode. On s'intéresse à la première bande du diagramme de dispersion $U(\vec{k})$ d'un cristal photonique carré constitué de trous d'air dans un matériau d'indice effectif $n_{\text{eff}} = 2,9$, de maille a , de rapport $r/a = 0,3$, et ce pour une polarisation TE . Ces valeurs sont les valeurs typiques pour une membrane GaAs de 150 nm d'épaisseur, émettant à 1000 nm (voir figure II.2 page 35).

Nous déterminons le diagramme à l'aide du programme de calcul d'ondes planes MPB (MIT Photonic Band[41]). Ce logiciel fournit pour tout point (k_x, k_y) , non seulement la fréquence réduite U , mais aussi la vitesse de groupe \vec{V}_G qui est proportionnelle à la normale à l'isofréquence en ce point.

Sur la partie gauche de la figure II.4 page suivante, nous avons représenté dans l'espace (k_x, k_y) 10 isofréquences de la première bande du diagramme de dispersion. Nous avons ajouté pour quelques points sur ces isofréquences la direction de la vitesse de groupe \vec{V}_G (flèches noires). Dans la région indiquée en gris clair (qui se situe autour de $U = 0,2$), la courbure des isofréquences diminue puis change de signe. Dans cette région, les isofréquences présentent des portions relativement plates, et les vitesses de groupe sont quasiment toutes dirigées dans la direction ΓM . C'est dans cette région que se situe la fréquence d'autocollimation U_{AC} .

La détermination, pour une isofréquence donnée, de la gamme angulaire Δk autour de ΓM dans laquelle l'isofréquence est plate se déroule de la manière suivante :

1. On part du point de l'isofréquence qui se trouve dans la direction d'autocollimation (dans le cas présent ce point est situé à l'intersection entre ΓM et l'isofréquence étudiée).
2. En chaque point, on compare la direction d'autocollimation avec celle de la vitesse de groupe. Pour cela, on projette la vitesse de groupe sur une base orthonormée (\vec{N}, \vec{T}) où \vec{N} pointe dans la direction d'autocollimation. Nous considérons alors le rapport $(V_T(\vec{k})/V_N(\vec{k}))$ entre les composantes tangentielle et normale de la vitesse de groupe. Si ce rapport est nul, la vitesse de groupe (ou ce qui revient au même la normale à l'isofréquence) pointe dans la direction d'autocollimation \vec{N} .
3. Tant que la normale à l'isofréquence reste parallèle à la direction d'autocollimation, on est toujours à l'intérieur de la gamme Δk et on continue à se déplacer le long de l'isofréquence.

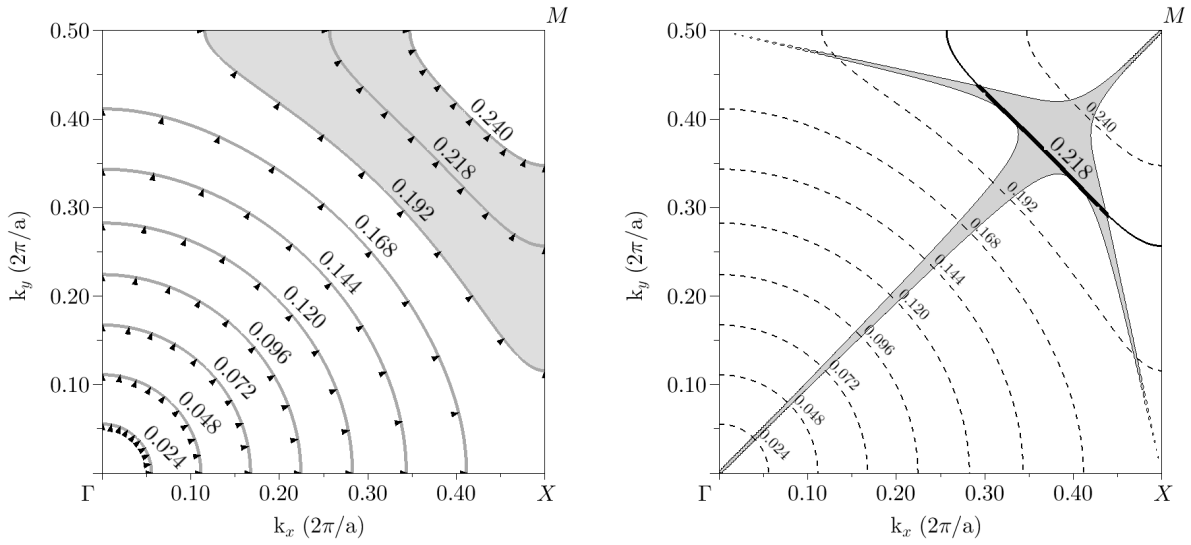


FIGURE II.4 – (gauche) Courbes isofréquences du diagramme de dispersion de la première bande d'un cristal photonique 2D à maille carrée, d'indice effectif de 2,9 avec des trous d'air au rapport r/a de 0,3. Les flèches indiquent la direction de la vitesse de groupe et la zone grise indiquent la région où la courbure des isofréquences s'inverse. (droite) En gris, région où les isofréquences sont plates (voir inégalité II.1). L'isofréquence d'autocollimation retenue est en trait noir ($U = 0.218$), la portion plate étant en trait épais.

4. L'extrémité de la gamme Δk est atteinte lorsque la normale n'est plus parallèle à la direction d'autocollimation.

Dans la pratique, compte tenu des erreurs numériques, il est nécessaire d'autoriser un léger écart entre la direction d'autocollimation et la vitesse de groupe. Ainsi, on considère que les deux directions sont confondues tant que le rapport $\left| V_T(\vec{k})/V_N(\vec{k}) \right|$ reste inférieur à un seuil arbitraire que nous avons fixé à 10^{-4} . Pour une isofréquence donnée, la gamme angulaire Δk où l'isofréquence est plate est ainsi définie comme l'ensemble de points \vec{k} autour de la direction d'autocollimation tels que :

$$\left| V_T(\vec{k})/V_N(\vec{k}) \right| \leq 10^{-4} \quad (\text{II.1})$$

La partie droite de la figure II.4 montre en gris clair la zone où l'inégalité II.1 est vérifiée. A l'intérieur de cette zone en forme d'arc, les isofréquences sont considérées comme plates. A faible fréquence réduite (à proximité de Γ), on voit que cette zone plate se résume à un simple point. En effet, à faible fréquence, les isofréquences sont circulaires et la vitesse de groupe pointe vers ΓM uniquement en un point où le vecteur d'onde lui-même pointe vers ΓM . Au fur et à mesure que l'on monte en fréquence (c'est à dire qu'on se rapproche de M), cette zone plate s'élargit. La plus grande gamme angulaire est obtenue pour l'isofréquence indiquée en trait noir continu. Cette isofréquence correspond donc à l'isofréquence d'autocollimation retenue. Elle est associée à une fréquence réduite de $U_{AC} \simeq 0,218$ et elle présente une gamme Δk_{AC} (indiquée en trait noir épais) qui correspond

à une tolérance angulaire totale d'environ 20° .

II.2.3 Etude paramétrique de l'autocollimation

A l'aide de la méthode décrite ci-dessus, nous déterminons la fréquence réduite d'autocollimation U_{AC} ainsi que la tolérance angulaire associée sur l'ensemble des gammes de paramètres déterminées à la partie II.2.1 page 34. Pour rappel, la gamme de l'indice effectif est comprise entre 2,8 et 3,4, et la gamme du rapport r/a est s'étend de 0,15 à 0,45. La figure II.5 page suivante montre deux cartographies en fonction de l'indice effectif du matériau et du rapport r/a des trous. La cartographie du haut montre l'évolution de la fréquence réduite d'autocollimation U_{AC} et la cartographie du bas montre quant à elle l'évolution de l'acceptance angulaire sur les mêmes gammes de paramètres. Nous observons tout d'abord que l'indice effectif ne joue pas un rôle déterminant pour les propriétés d'autocollimation. En effet, U_{AC} décroît linéairement avec l'indice effectif, et avec quasiment le même taux de décroissance quel que soit le rapport r/a . De plus, l'acceptance angulaire ne varie pas avec l'indice effectif. Par conséquent, nous pouvons en déduire que l'indice effectif n'agit pas de façon décisive sur les propriétés d'autocollimation, mais provoque seulement un décalage graduel de la fréquence réduite d'autocollimation. A l'opposé, le rapport r/a a une influence capitale. Nous distinguons ainsi trois zones sur la cartographie des isofréquences U_{AC} :

1. La première zone est celle pour des r/a compris entre 0,4 et 0,45. Cette zone se situe certes au-delà du r/a de 0,4 qui était la limite maximale que nous avons déterminée pour la réalisation technologique, cependant il est intéressant d'en discuter. Dans cette gamme de r/a , l'acceptance angulaire est maximale avec des valeurs comprises entre 30 et 35° . U_{AC} change rapidement avec r/a , ce qui pourrait indiquer une sensibilité spectrale de l'autocollimation très importante. Cet aspect pourrait servir à la réalisation d'un composant sélectif spectralement. En contrepartie, nous serions également sensibles aux incertitudes technologiques concernant la taille des trous.
2. La deuxième zone est resserrée autour de $r/a \sim 0,3$. L'acceptance angulaire est de 20° environ. Cette zone correspond à un minimum de U_{AC} en fonction de r/a . Cela signifie que l'autocollimation tolère une certaine erreur sur la taille des trous, ce qui est intéressant d'un point de vue réalisation technologique. Néanmoins, contrairement à la gamme de r/a citée préalablement, nous aurions une sélectivité spectrale moins marquée.
3. pour les valeurs inférieures à $r/a \sim 0,3$, U_{AC} augmente légèrement. L'acceptance angulaire décroît de son côté linéairement jusqu'à atteindre 7° pour $r/a = 0,15$. Cette gamme peut éventuellement servir de compromis entre la recherche d'une forte sélectivité spectrale et le besoin d'une tolérance aux erreurs technologiques.

II.2.4 Choix du point de fonctionnement

A l'aide des études paramétriques présentées ci-dessus, il nous faut maintenant choisir un point de fonctionnement pour démarrer nos études tant expérimentales que théoriques. Les véritables contraintes qui vont guider ce choix se situent au niveau technologique, avec notamment des limitations en terme de rayon minimal des trous et de distance minimale

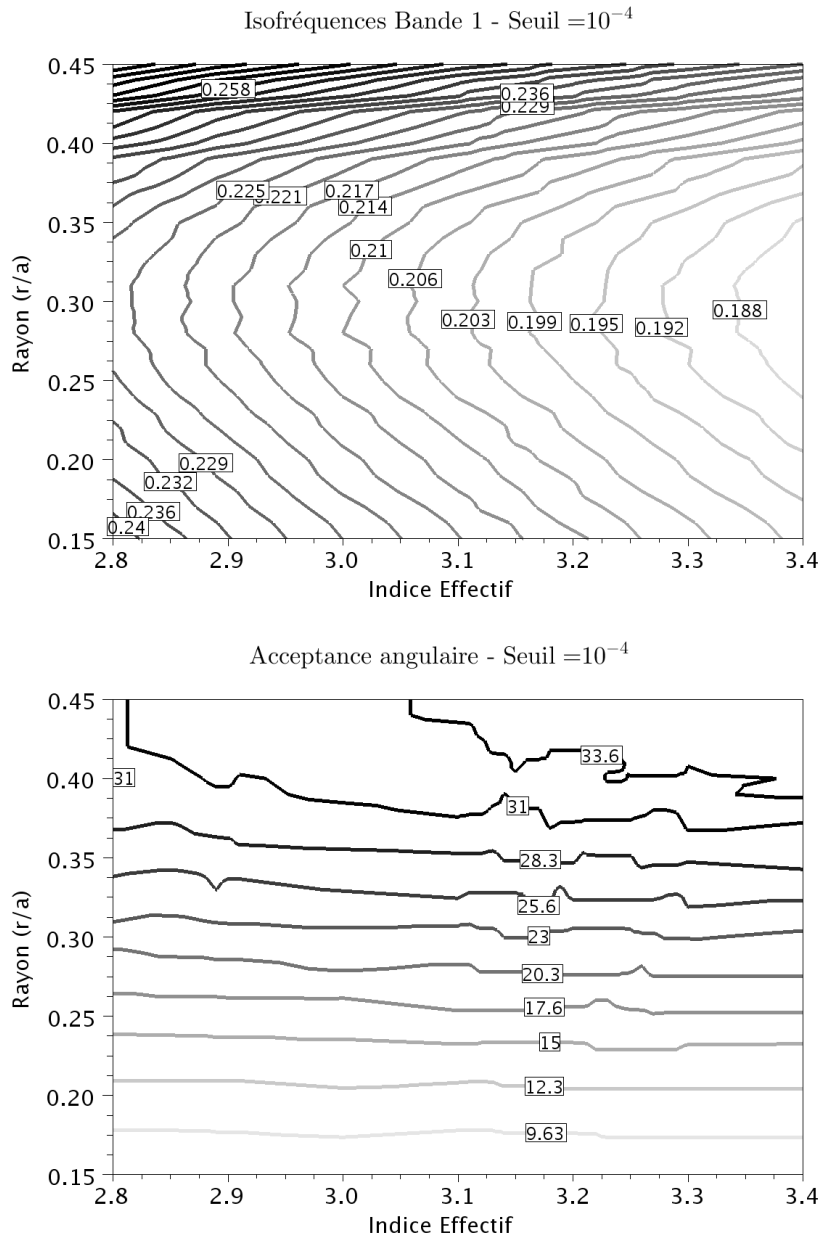


FIGURE II.5 – Cartographie de l'autocollimation en fonction du rapport r/a des trous et le l'indice effectif n_{eff} du matériau. Haut : fréquence réduite d'autocollimation U_{AC} (a/λ). Bas : acceptance angulaire d'autocollimation (degrés).

entre les trous. Nous allons donc représenter à nouveau les études paramétriques précédentes, mais cette fois en fonction du rayon des trous, du pas du cristal photonique et de la distance entre trous. De plus, nous avons à notre disposition deux types de membranes pour réaliser nos structures : une première membrane d'indice effectif n_{eff} de 2,9, qui correspond à une membrane GaAs de 150 nm d'épaisseur émettant à 1000 nm, et une deuxième membrane d'indice effectif n_{eff} de 3,24, correspondant à une membrane de 265 nm d'épaisseur émettant à 990 nm. Nous allons donc examiner les couples (rayon, pas du réseau) ou de manière équivalente (distance entre trous, pas du réseau) qui permettent d'obtenir l'autocollimation à la longueur d'onde d'émission pour chacune de ces deux membranes. Sur la figure II.6 page suivante, nous pouvons ainsi observer pour les deux membranes l'évolution du pas du réseau ainsi que la distance minimale entre trous, en fonction du rayon des trous. Les zones grises indiquent les limitations de réalisation technologique. Pour rappel, le minimum de rayon est de 40 nm tandis que le minimum de distance entre trous est de 50 nm. Les deux graphiques partagent la même abscisse, ce qui aide à encadrer à l'aide de crochet les gammes réalisables expérimentalement. Pour la membrane d'indice effectif de 2,9, le pas débute à 230 nm pour un rayon de 40 nm, décroît jusqu'à 217 nm pour un rayon de 65 nm, et augmente enfin jusqu'à 230 nm pour un rayon de 90 nm. Cela équivaut à un r/a compris entre 0,17 et 0,39. Concernant la membrane d'indice effectif de 3,24, les gammes sont plus resserrées, avec un pas qui démarre à 202 nm pour un rayon de 40 nm, décroît jusqu'à 194 nm pour un rayon de 55 nm, puis augmente enfin jusqu'à 204 nm pour un rayon de 78 nm. Cela équivaut à un r/a compris entre 0,19 et 0,38.

Ces deux graphiques montrent tout d'abord que les membranes qui ont un fort indice effectif seront plus difficile à réaliser car la gamme de rayons possibles est plus étroite que pour les bas indices effectifs. Ils montrent aussi que pour les deux types de membranes, il y a un optimum vers le milieu de la gamme : aux alentours de $a = 220$ nm et $r = 65$ nm pour $n_{\text{eff}} = 2,9$ et aux alentours de $a = 195$ nm et $r = 65$ nm pour $n_{\text{eff}} = 3,24$. Dans les deux cas, cela correspond à un rapport $r/a \simeq 0,3$. Autour de cette valeur, pour un pas de réseau fixé, une variation du rayon de l'ordre de ± 5 nm n'entraîne pas de modification de la longueur d'onde où se produit l'autocollimation. On peut donc penser que l'on pourra supporter une certaine marge d'erreurs expérimentales sur le rayon des trous en se plaçant autour de ce point de fonctionnement. De plus, c'est un point qui se trouve à peu près au milieu de la gamme, c'est à dire à égale distance des deux limites technologiques. Pour toutes ces raisons, c'est le point de fonctionnement qui nous semble le plus opportun et que nous allons retenir pour la suite de nos études.

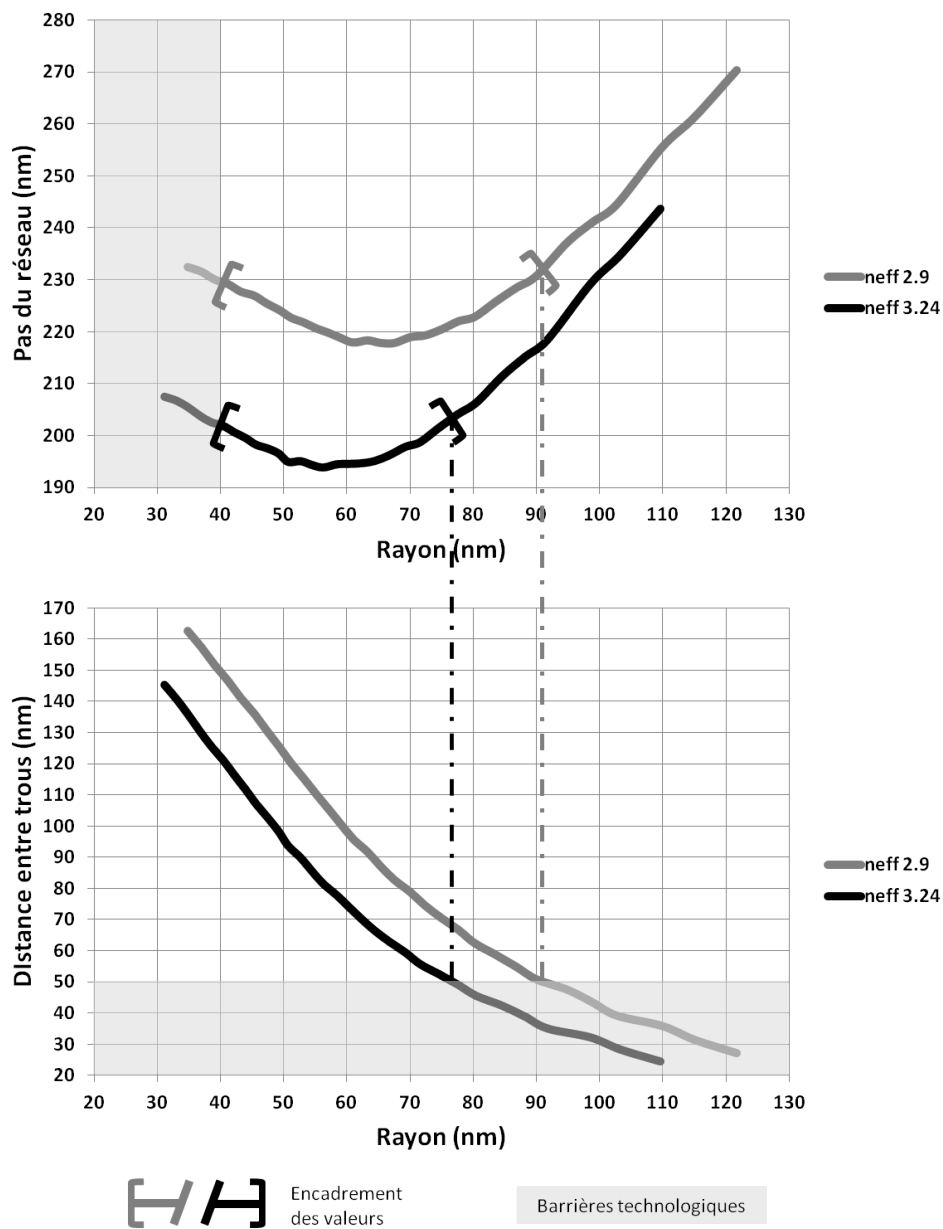


FIGURE II.6 – Synthèse des paramètres géométriques d'un cristal photonique à autocollimation de maille carrée pour deux membranes de GaAs, ayant des indices effectifs de 2,9 et 3,24 (courbe grise et noire), de 150 et 265 nm d'épaisseurs, émettant à 1000 et 990 nm respectivement. Le graphique du haut montre l'évolution du pas du réseau en fonction du rayon des trous. Le graphique du bas montre en parallèle l'évolution de la distance minimale entre trous. Les zones grises situent les limites de réalisation technologique.

II.3 Conception de guide à autocollimation

Nous avons dans la première partie de ce chapitre établi les caractéristiques d'un cristal photonique à autocollimation. Ce dernier est constitué de trous d'air reposant sur un matériau d'indice effectif n_{eff} , distribués selon un réseau carré avec un ratio r/a constant égal à 0,3. Cette seconde partie porte sur l'étude des propriétés spatiales et spectrales d'un guide défini avec ce cristal photonique dans l'objectif de réaliser une cavité laser à autocollimation.

Nous définirons les hypothèses de travail dans la partie II.3.1. Nous verrons en quoi cette étude sur le guide à autocollimation se différencie de celle par exemple d'un guide à ruban classique. Nous validerons numériquement dans la partie II.3.2 page suivante l'autocollimation dans ce cristal photonique pour un faisceau gaussien à l'aide de simulations de type FDTD². Ces études numériques nous conduiront à mettre en évidence les limites de la méthode de détermination de l'isofréquence d'autocollimation présentée dans la partie II.2.2 page 36. Elles permettront de recalculer les fréquences d'autocollimation. Cependant, une étude paramétrique systématique du guidage de faisceaux gaussiens n'a pu être entreprise compte tenu de l'ampleur des simulations FDTD à mener. Nous avons donc mis au point un modèle très simplifié que nous présentons dans la partie II.3.3 page 50. Ce modèle basé sur une décomposition en ondes planes nous permettra de conclure quant à la sélectivité spectrale (partie II.3.3.3 page 53) et la sélectivité spatiale (II.3.3.4 page 55) d'un guide à autocollimation.

II.3.1 Hypothèses de travail

Nous présentons dans cette partie les hypothèses qui ont servi de base pour cette étude numérique d'un guide à autocollimation. Dans toute cette seconde partie du chapitre, nous considérons un cristal photonique planaire défini par un réseau 2D carré de trous d'air distribués dans un matériau d'indice effectif de $n_{\text{eff}} = 2,9$. Cet indice effectif correspond à l'indice du mode guidé dans une membrane de GaAs de 150 nm d'épaisseur et émettant à $1 \mu\text{m}$ (confère partie II.2.1 page 34).

La première hypothèse de travail est que nous nous restreindrons à une étude passive des guides à autocollimation. La prise en compte conjointe des effets liés à la présence de porteurs et de gain dans le matériau massif et des effets liés à la maille photonique est en effet extrêmement délicate et trop complexe pour une première approche. Nous nous limitons donc à un matériau d'indice purement réel et qui ne varie pas avec l'intensité lumineuse.

La deuxième hypothèse de travail concerne le type de modes dont on va étudier la propagation. En effet, le guidage par autocollimation ne fait pas apparaître à proprement parler de modes propres contrairement aux guides à ruban ou aux fibres optiques. Avec l'autocollimation, toute onde plane dont le vecteur d'onde tombe sur la zone plate de l'isofréquence peut être considéré comme un mode propre. Pire, tout faisceau se décomposant comme une somme de telles ondes planes est lui aussi autocollimaté et accumule la même

2. FDTD de l'anglais Finite Difference in Time Domain. Dans le cas présent il s'agit d'une résolution des équations de Maxwell discrétisées dans l'espace et le temps

phase lors de la propagation. Dans le cas d'un guide à ruban, on regarde habituellement en fonction de la longueur d'onde comment les différents modes propres recouvrent la zone de gain pour déterminer les modes plus favorables. Ici, nous allons aussi partir du principe que c'est la zone de gain qui fixera le profil des modes à même d'être efficacement amplifiés lors de la propagation. Attention, il s'agit bien d'une zone de gain fictive, en ce sens qu'elle ne sert qu'à fixer les modes étudiés et qu'elle n'introduit aucune modification du matériau. Cette zone de gain n'est pas fixée par la géométrie de la structure mais dépend uniquement de la façon dont on pompe le matériau.

Nous partirons du principe que cette zone de gain s'étend sur toute la longueur du guide considéré avec un profil transverse gaussien d'extension variable. Cela décrit assez fidèlement ce que l'on obtient expérimentalement lors d'un pompage optique à l'aide d'un trait de pompe dont on peut faire varier la largeur.

Nous supposons aussi que le profil du mode à propager suit parfaitement le profil transverse gaussien fixé par le gain. Tout écart au cours de la propagation par rapport à ce profil initial sera interprété comme une diminution du recouvrement avec le gain et donc une situation plus défavorable.

En résumé, de ces deux hypothèses, nous considérons une structure passive dans laquelle se propagent des faisceaux monochromatiques de profil transverse gaussien. Toute déformation du profil gaussien par rapport à sa forme initiale sera interprétée comme une diminution du recouvrement avec le gain, et donc une diminution du gain modal. Pour quantifier ce recouvrement nous introduirons dans la partie II.3.3.3 page 53 un paramètre Γ qui nous servira pour les études de sélectivités spatiale et spectrale.

II.3.2 Simulations FDTD

Nous débutons notre étude numérique par des simulations de type FDTD afin de confirmer la propagation autocollimatée d'un faisceau gaussien dans le cristal photonique dont nous avons déterminé les paramètres dans les parties précédentes. Nous utilisons MEEP [45] comme outil de simulation FDTD, logiciel gratuit développé par le MIT. Nous prenons pour fréquence d'autocollimation U_{AC} celle fournie par l'abaque de la figure II.5 page 40 : nous considérons un matériau d'indice effectif de 2,9 avec un ratio r/a des trous égal à 0,3 ce qui donne une fréquence d'autocollimation de $U_{AC} \simeq 0,218 a/\lambda$. La longueur du guide modélisé est de 1000 a , ce qui représente environ 220 μm pour la longueur d'onde visée de 1000 nm. La largeur de la cellule de calcul est adaptée en fonction du mode propagé afin d'accommoder l'étalement maximum plus une certaine marge. En outre, des zones absorbantes (PML pour l'anglais Perfectly Matched layers) sont ajoutées de part et d'autre de la cellule pour absorber l'énergie résiduelle. Nous avons ainsi étudié la propagation de deux faisceaux gaussiens et observé leur étalement : un faisceau gaussien étroit, avec une largeur à mi-hauteur en intensité (iFWHM) de 10 a (soit environ $\sim 2 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde d'intérêt), et un faisceau gaussien relativement large, avec une largeur à mi-hauteur en intensité de 50 a ($\sim 10 \mu\text{m}$). Pour plus de détails sur ces simulations, les fichiers de contrôle de MEEP sont donnés dans l'annexe A page 101.

Nous débutons avec le faisceau large dont le profil gaussien de largeur à mi-hauteur

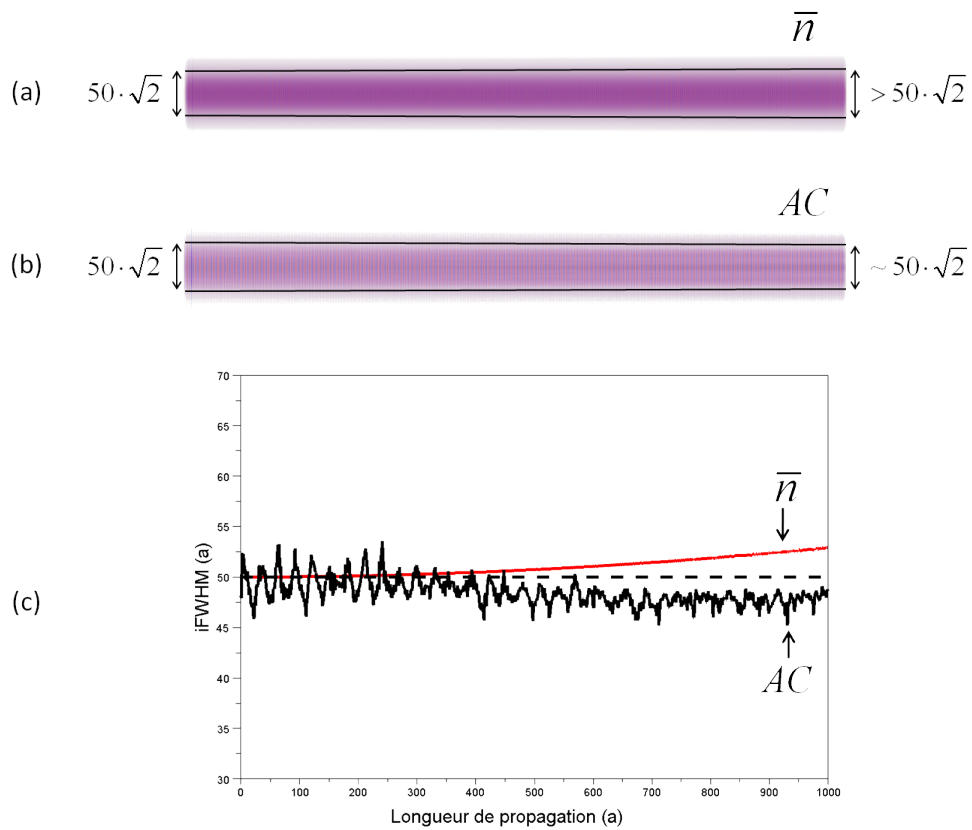


FIGURE II.7 – Images (a) et (b) : cartographie du champ H_z d'un mode gaussien de fréquence réduite $U_{AC} = 0,218$, de largeur à mi-hauteur en intensité de $50 a$, se propageant pour (a) dans un milieu non structuré d'indice moyen équivalent $\bar{n} = 2,36$ et se propageant pour (b) dans un cristal photonique d'indice effectif de $2,9$ avec un ratio r/a de $0,3$. Dans les deux cas, la propagation a lieu sur une distance de 1000 périodes. (c) : évolution de la largeur à mi-hauteur en intensité (iFWHM) en fonction de la longueur de propagation pour les cas (a) et (b).

en intensité (iFWHM pour l'anglais intensity Full Width at Half Maximum) est de $50 a$. Deux propagations sont étudiées : dans le cristal photonique à autocollimation et dans un milieu homogène d'indice moyen $\bar{n} = 2,36$. L'indice moyen est la combinaison des deux indices du cristal photonique (air et matériau d'indice effectif) pondérés par leurs facteurs de remplissage respectifs. La partie haute de la figure II.7 montre l'évolution du champ H_z au cours de la propagation : (a) dans le milieu homogène d'indice moyen et (b) dans le cristal photonique à autocollimation. La partie basse de cette figure (c) montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur du faisceau gaussien lors de sa propagation dans le milieu homogène (\bar{n}) et dans le cristal photonique à autocollimation (AC). Pour ce type de faisceau large et une telle distance de propagation ($1000 a$), la dispersion latérale dans le milieu homogène est relativement faible et la largeur augmente peu (environ 5%). On peut toutefois remarquer que cette dispersion est plus importante que pour le cristal photonique à autocollimation

pour lequel la largeur reste sensiblement constante. A noter, la détermination de la largeur à mi-hauteur en fonction de la distance de propagation (figure II.7 page précédente (c)), est bruitée dans le cas du cristal photonique. Cela est dû aux nombreux changements de milieu (haut indice/air) qui perturbent la détermination de la largeur du faisceau.

De la même façon, nous avons ensuite regardé l'évolution du faisceau gaussien plus étroit de largeur à mi-hauteur en intensité de 10 a, toujours en comparant un milieu homogène équivalent et le cristal photonique à autocollimation.

La comparaison des deux propagations est présentée sur la figure II.8 page suivante : (a) propagation dans le milieu homogène (champ H_z), (b) propagation dans le cristal photonique à autocollimation, (c) évolution des largeurs à mi-hauteur dans le milieu homogène (\bar{n}) et dans le cristal photonique à autocollimation (AC).

Avec ce faisceau plus étroit, la dispersion latérale est beaucoup plus marquée et on note ainsi très clairement la différence avec la propagation dans le milieu autocollimatant : en fin de propagation, la largeur a doublé pour le milieu à autocollimation alors qu'elle a été multipliée par 9 pour le milieu homogène équivalent.

Si on compare maintenant la propagation dans le milieu à autocollimation des deux faisceaux (large et étroit) on note une grande différence de comportement. La figure II.9 page 48 présente ainsi l'évolution de la largeur du faisceau ramenée à la largeur initiale pour le faisceau de 10 a (en gris) et de 50 a (en noir). A première vue, ce résultat peut paraître encourageant : le faisceau étroit est moins bien collimaté que le faisceau large, ce qui confirmerait une certaine sélectivité spatiale en faveur des faisceaux larges. Cependant, il apparaît que le faisceau étroit n'est pas vraiment autocollimaté et qu'il doit donc y avoir un problème de calage en fréquence réduite.

Pour confirmer cette hypothèse, nous avons regardé la propagation du faisceau de 10 a de largeur dans le cristal photonique pour trois fréquences réduites : $0,98 \cdot U_{AC}$, U_{AC} et $1,02 \cdot U_{AC}$. Les résultats sont présentés sur la figure II.10 page 49. Comme on peut le constater l'autocollimation est bien meilleure pour une fréquence de $1,02 \cdot U_{AC}$ que pour la fréquence de U_{AC} que nous avons déterminée. Malgré ce léger décalage (quelques pourcents), ces simulations ont permis de confirmer numériquement l'autocollimation dans le cristal photonique que nous avons sélectionné. De plus, ce décalage ne remet pas en cause les gammes de paramètres étudiées expérimentalement, celles-ci étant bien plus étendues que le décalage de fréquence observé ici.

II.3.2.1 Conclusion des simulations FDTD

Les simulations FDTD que nous avons menées nous ont permis de confirmer la présence d'un effet d'autocollimation à une fréquence réduite très proche de celle que nous avons déterminée précédemment. Ce léger décalage en fréquence peut s'expliquer par la différence de nature de simulations. En effet, nous nous sommes basés sur des calculs de type ondes planes pour calculer la structure de bandes qui nous a servi à déterminer la fréquence d'autocollimation U_{AC} , alors que les simulations présentées ici reposent sur une résolution des équations de Maxwell sur une grille temporelle et spatiale. Un léger décalage en fréquence entre les deux méthodes n'est pas surprenant et a déjà été observé dans le groupe lors de précédentes études. Ce décalage est d'autant plus important que la grille spatiale et temporelle utilisée pour la simulation FDTD est grossière. Nous avons ici uti-

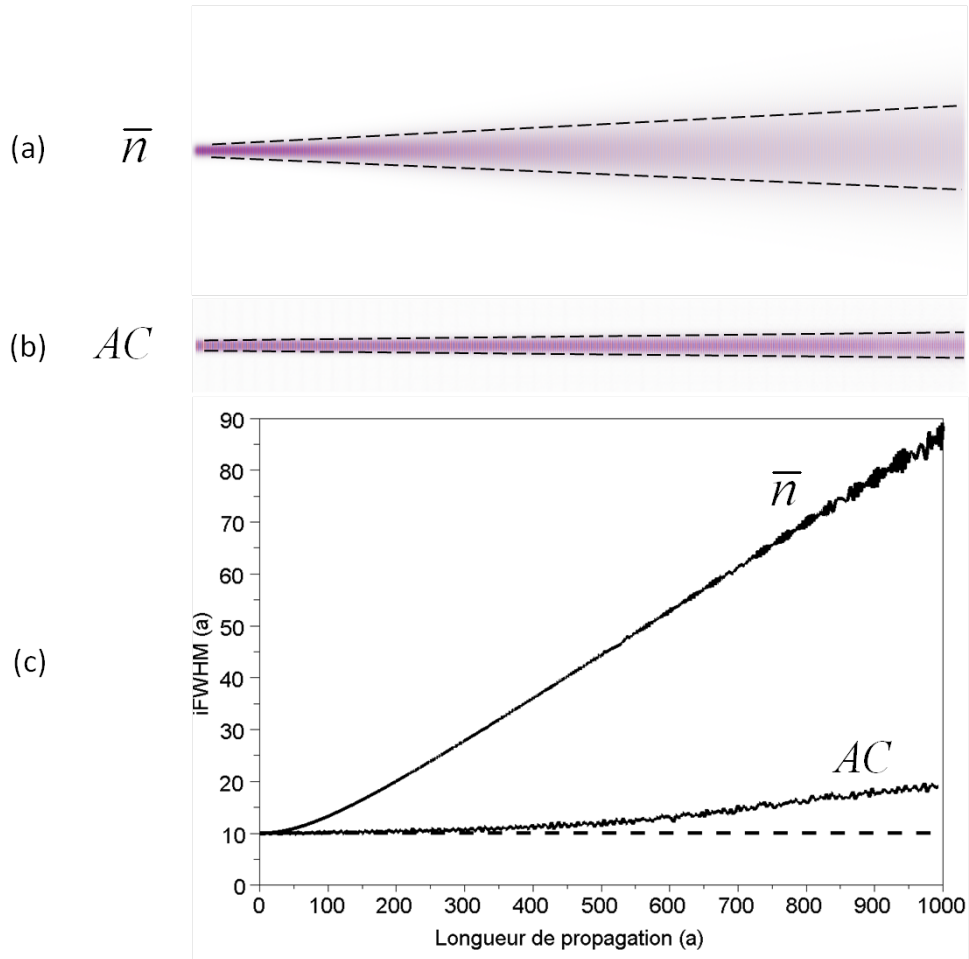


FIGURE II.8 – Images (a) et (b) : cartographie du champ H_z d'un mode gaussien de fréquence réduite $U_{AC} = 0,218$, de largeur à mi-hauteur en intensité de 10 a, se propageant pour (a) dans un cristal photonique d'indice effectif de 2,9 avec un ratio r/a de 0,3, faisant 1000 périodes en longueur, et se propageant pour (b) dans un milieu non structuré d'indice moyen équivalent $\bar{n} = 2,36$. (c) : évolution de la largeur à mi-hauteur en intensité (iFWHM) en fonction de la longueur de propagation pour les cas (a) et (b).

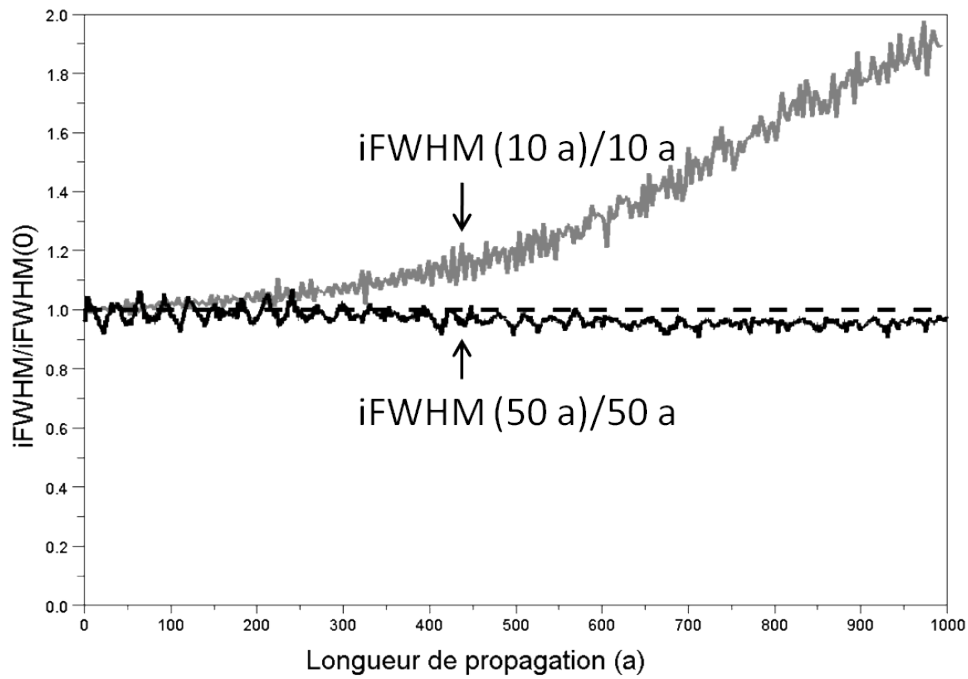


FIGURE II.9 – $iFWHM$ normé par rapport à l' $iFWHM$ de départ, pour deux faisceaux gaussiens d' $iFWHM$ de 10 a et de 50 a de fréquence $U_{AC} = 0,218$, en fonction de leur longueur de propagation dans un cristal photonique défini par un réseau carré de trous d'air, de ratio r/a de 0,3, incorporés dans un matériau d'indice effectif de 2,9.

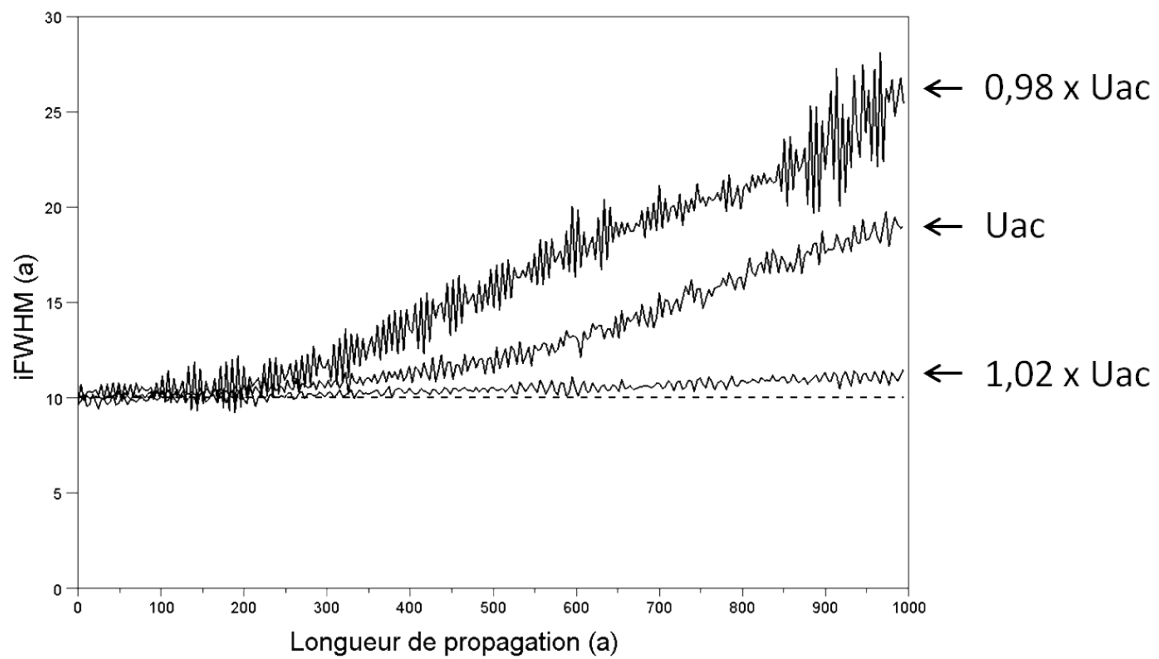


FIGURE II.10 – Evolution de l'iFWHM d'un faisceau au profil gaussien de 10 a, se propageant dans un cristal photonique défini par un réseau carré de trous d'air au ratio r/a de 0,3 incorporés dans un milieu d'indice effectif n_{eff} de 2,9, en fonction de la longueur de propagation pour trois fréquences réduites : $0,98 \cdot U_{AC}$, U_{AC} , $1,02 \cdot U_{AC}$.

lisé une résolution de 25 points par période a et nous pouvons difficilement aller au delà. En effet, chaque simulation présentée ici nécessite la mobilisation de 80 processeurs de la grappe de calcul du laboratoire pendant plus d'une journée. Il n'est donc pas envisageable d'augmenter cette résolution sans atteindre des temps de calcul prohibitifs.

La durée nécessaire à ces simulations constitue d'ailleurs leur principale limite. Idéalement, il nous faut étudier de façon systématique les propriétés de guidage en fonction de la largeur du faisceau initial, de la longueur du guide mais aussi de la fréquence réduite du mode considéré afin de déterminer les propriétés de sélectivité spectrale et de sélectivité spatiale. Une telle cartographie n'est pas envisageable avec ce genre de simulations. Nous avons donc mis au point un modèle simplifié à base d'ondes planes nous permettant de calculer le profil du mode après propagation de façon très rapide et nous l'avons utilisé pour réaliser l'étude systématique du guidage par autocollimation.

II.3.3 Modèle ondes planes

Cette partie présente les résultats sur l'étude paramétrique d'un guide défini par le cristal photonique à autocollimation étudié dans le paragraphe précédent (membrane à réseau carré d'indice effectif 2,9). Pour cela, un modèle à base d'ondes planes a été mis au point. Il permet d'étudier la propagation de tout type de faisceaux (faisceau au profil étroit, large, monolobe, bilobe, multilobes, etc...) à différentes fréquences réduites.

II.3.3.1 Présentation du modèle

Le modèle d'ondes planes que nous avons mis au point repose sur une idée simple : pour propager un faisceau monochromatique dans notre cristal photonique à autocollimation, on procède en 3 étapes :

1. On décompose le profil du faisceau en somme d'ondes planes.
2. On propage chaque onde plane en utilisant pour cela la courbe isofréquence associée à la fréquence du faisceau.
3. On recompose le faisceau propagé à partir des différentes ondes planes.

Prenons pour exemple la propagation sur une longueur L d'un faisceau de profil $H_z(x,0)$, de fréquence réduite U_0 . x représente la direction transverse et y la direction de propagation. L'action du modèle se décompose ainsi en 3 étapes :

1. Décomposition du profil $H_z(x,0)$ en une somme d'ondes planes : par transformée de Fourier, nous récupérons l'amplitude complexe $\tilde{H}_z(k_x)$ de chaque onde plane de vecteur d'onde transverse k_x :

$$\tilde{H}_z(k_x) = \int H_z(x,0) \cdot e^{ik_x \cdot x} \cdot dx \quad (\text{II.2})$$

2. Propagation de chaque onde plane sur une longueur L grâce à l'équation d'Helmholtz. Chaque onde plane accumule ainsi une phase $k_y L$:

$$\tilde{H}_z(k_x) \xrightarrow{y=L} \tilde{H}_z(k_x) \cdot e^{ik_y \cdot L} \quad (\text{II.3})$$

k_y étant obtenu en inversant la relation qui définit l'isofréquence $U(k_x, k_y) = U_0$.

3. Reconstruction du profil $H_z(x,L)$ à $y=L$, par somme de toutes les ondes planes affectées de leur phase accumulée :

$$H_z(x,L) = \int \tilde{H}_z(k_x) \cdot e^{ik_y \cdot L} \cdot e^{-ik_x \cdot x} \cdot dk_x \quad (\text{II.4})$$

La partie délicate est l'étape 2 où il faut pouvoir inverser la relation $U(k_x, k_y) = U_0$. En fait, cela ne pose pas de problème pour les composantes proches de la direction de propagation (fréquences spatiales transverses faibles). Pour des composantes de plus haute fréquence, on peut tomber dans une bande interdite de propagation. Si c'est le cas, nous supprimons simplement la composante concernée. En pratique, cette composante disparaît assez rapidement lors de la propagation (exponentielle décroissante).

L'intérêt majeur de cette méthode par rapport à une simulation FDTD est qu'il suffit d'un calcul pour passer de $x=0$ à $x=L$, L pouvant être arbitrairement grand. Dans une simulation FDTD, il est nécessaire de calculer tous les points au cours de la propagation et ce avec une très bonne résolution.

La principale limitation de ce modèle est l'absence de couches absorbantes, ou PML (perfectly matched layers) de part et d'autre du guide : les composantes qui sont fortement diffractées ne sont pas réellement perdues et peuvent à nouveau contribuer au profil du faisceau par effet de repliement.

II.3.3.2 Validation du modèle

Nous allons valider le modèle d'ondes planes en comparant ses résultats avec ceux fournis par les simulations FDTD réalisées à l'aide de MEEP. Nous avons ainsi comparé les résultats de simulations de propagation pour différents types de faisceaux à différentes fréquences réduites. Nous présentons ici les résultats obtenus pour un faisceau gaussien de 10 a de largeur pour 6 fréquences réduites autour de la fréquence d'autocollimation : 0,215, 0,220, 0,224, 0,225, 0,230, 0,234. L'analyse comparative se base sur les données de l'évolution de l'iFWHM des 6 faisceaux en fonction de la longueur de propagation. La figure II.11 page suivante présente ainsi l'évolution de la largeur à mi-hauteur en intensité au cours de la propagation sur une distance de 1000 a pour ces 6 fréquences réduites et une largeur initiale commune de 10 a. Les résultats de simulations FDTD sont en pointillés (MEEP) et les résultats du modèle d'ondes planes (MOP) sont en traits pleins. Pour des raisons de lisibilité, un décalage de 10 a a été introduit entre chaque courbe. Comme on peut le constater, le modèle d'ondes planes permet de reproduire fidèlement les résultats obtenus par FDTD. A noter que pour obtenir cet accord, il a été nécessaire d'ajuster légèrement l'ensemble des fréquences réduites utilisées. En effet, entre le modèle d'ondes planes et la simulation FDTD, nous avons trouvé un écart de fréquence réduite de 0,9%. Il s'agit d'un décalage global de l'ensemble des fréquences réduites qui n'est pas surprenant, compte tenu de la différence de nature entre les deux types de simulations et qui ne remet pas en cause les résultats obtenus.

Ces différentes simulations ont permis de valider le modèle d'ondes planes. En outre, le gain en terme de durée de simulation est tout à fait conséquent. En effet, une simulation à l'aide du modèle d'ondes planes d'une propagation typique (comme celles présentées sur

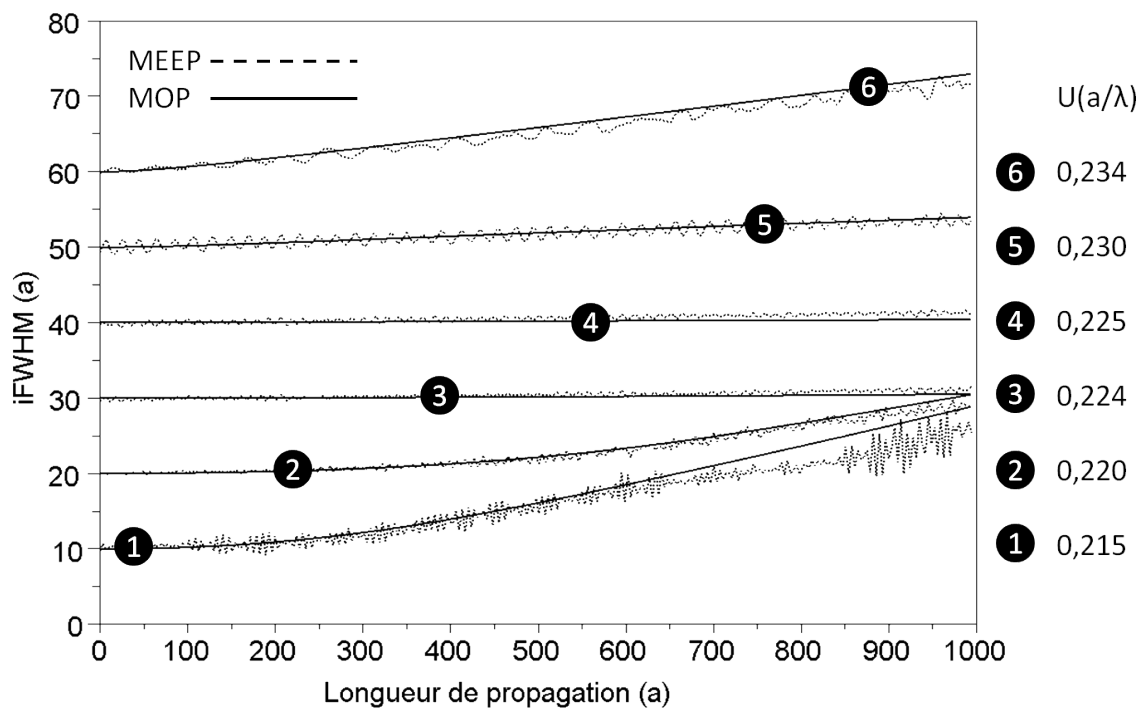


FIGURE II.11 – Comparatif des résultats fournis par MEEP et le Modèle d'Ondes Planes. La largeur à mi-hauteur du profil d'intensité (iFWHM) du mode gaussien est de 10 a, et est tracée en fonction de la longueur de propagation pour les six fréquences réduites suivantes : 0,215, 0,220, 0,224, 0,225, 0,230, 0,234. Les courbes en pointillés correspondent aux résultats de FDTD et les courbes pleines aux résultats du modèle d'ondes planes (MOP). Les courbes successives sont volontairement décalées de 10 a pour faciliter la lecture.

la figure II.11 page précédente) ne dure que quelques minutes et ce en utilisant un langage de script pas particulièrement optimisé pour la vitesse (Scilab) sur un simple ordinateur de bureau. Ces quelques minutes sur un ordinateur de bureau sont à comparer à une journée de calcul sur 80 processeurs de la grappe de calcul du laboratoire. Ce gain considérable rend possible des études détaillées de la sélectivité spectrale et de la sélectivité spatiale du guide à autocollimation.

II.3.3.3 Etude spectrale

Nous étudions dans cette partie la sélectivité spectrale du guide à autocollimation. Pour cela nous considérons la propagation de différents faisceaux gaussiens pour une large gamme de fréquences réduites autour de la fréquence réduite d'autocollimation.

L'objectif est de pouvoir conclure quant à la sélectivité d'un guide à autocollimation : cette sélectivité est-elle ou non suffisamment importante pour affiner la gamme spectrale d'émission d'un éventuel laser à autocollimation ? Pour rappel, les puits quantiques présents dans les membranes à notre disposition offrent un gain typique qui s'étend de 980 nm à 1020 nm, soit une gamme de fréquence relative de $\Delta U/U$ de 4%. L'idéal serait d'obtenir une sélectivité spectrale suffisante pour assurer un fonctionnement monomode spectral du laser.

Nous allons ici étudier la propagation dans des guides de 1000 a et 5000 a de longueur. Différents faisceaux gaussiens ont été considérés : les fréquences réduites sont comprises entre $U = 0,18$ et $U = 0,26$ pour trois tailles (iFWHM) : 10, 25 et 50 a . Cela correspond à des tailles de faisceau aux environs de 2, 5 et 10 μm pour une longueur d'onde visée de 1000 nm.

Afin de comparer simplement et efficacement ces faisceaux aux propriétés très différentes, nous introduisons un facteur sans dimension Γ qui permet de mesurer la façon dont le faisceau se déforme au cours de la propagation. $\Gamma(L)$ est défini de la façon suivante :

$$\Gamma(L) = \frac{\int |H_z(x,0) \cdot H_z(x,L)| \cdot dx}{\int |H_z(x,0) \cdot H_z(x,0)| \cdot dx} \quad (\text{II.5})$$

où $H_z(x,0)$ est le profil du faisceau initial et $H_z(x,L)$ le profil du faisceau après une propagation sur une distance L . Ce facteur Γ vaut 1 si le faisceau a conservé son profil d'origine, sinon il est inférieur à 1. D'après nos hypothèses de travail (voir la partie II.3.1 page 43) ce facteur peut être interprété comme le facteur de recouvrement avec le gain.

Le haut de la figure II.12 page suivante montre l'évolution de ce facteur Γ en fonction de la fréquence réduite du faisceau après une propagation de 1000 a , pour les trois tailles de faisceau considérées : 10 a , 25 a et 50 a . Comme on peut le voir, autour de la fréquence réduite de 0,226, le facteur Γ forme un pic et passe par un maximum. Pour les faisceaux de 25 a et de 50 a ce maximum vaut 1, ce qui veut dire que le faisceau n'est pas du tout déformé et qu'il est autocollimaté. Pour le faisceau le plus étroit (10 a), ce maximum est inférieur à 1, preuve que le profil n'a pas été conservé et que le faisceau n'est pas parfaitement autocollimaté. Autre constatation, la largeur du pic est d'autant plus grande que le faisceau initial est large. Toutes ces constatations peuvent s'interpréter simplement : plus le faisceau est large, plus sa décomposition en k transverses est étroite et explore une zone restreinte

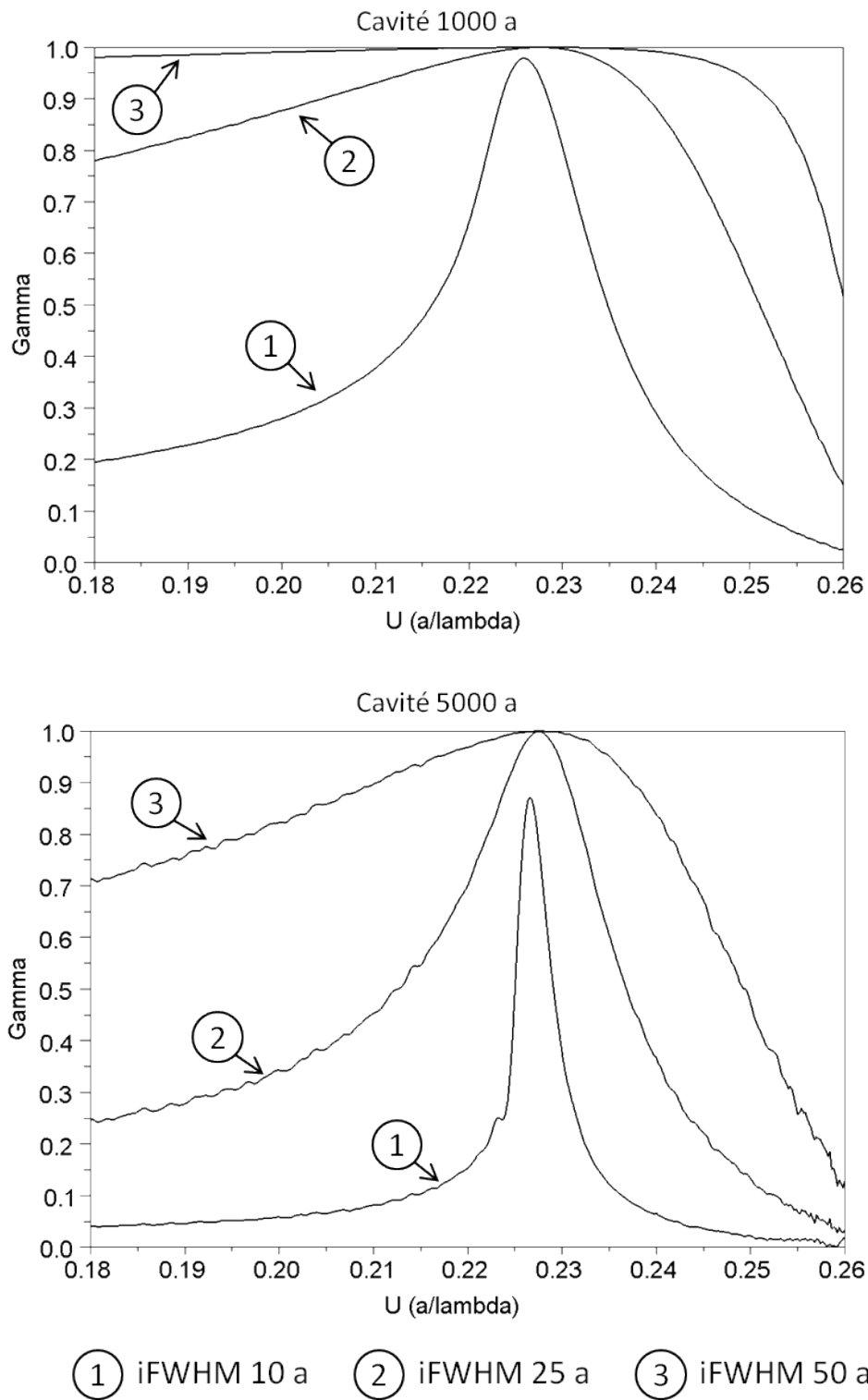


FIGURE II.12 – Facteur de recouvrement Γ des faisceaux gaussiens d'iFWHM 10 a, 25 a et 50 a sur la plage de fréquence comprise entre 0,18 et 0,26 (a/λ), pour une cavité de longueur 1000 a (haut) et une cavité de longueur 5000 a (bas).

de la courbe isofréquence. Lorsque la fréquence s'éloigne de la fréquence d'autocollimation, l'effet de la courbure de l'isofréquence est ainsi d'autant plus faible que le faisceau est large. Dans le cas du faisceau le plus étroit ($10 a$), la décomposition en k transverse est trop large et déborde de la zone où l'isofréquence est plate, même à la fréquence d'autocollimation. Ce faisceau n'est ainsi jamais autocollimaté quelle que soit sa fréquence réduite.

Cette analyse est confirmée par l'étude du bas de la figure II.12 page ci-contre où la propagation se fait maintenant sur une distance de $5000 a$. L'effet de la courbure des différentes isofréquences est maintenant plus important ce qui se traduit par un affinement des différents pics. Quant au faisceau le plus étroit ($10 a$), le maximum atteint est maintenant moins élevé : le faisceau n'étant jamais parfaitement autocollimaté, plus la distance de propagation est grande, plus le faisceau s'étale et plus Γ diminue.

Concernant notre question première de la sélectivité spectrale du guide à autocollimation, on voit qu'elle ne sera pas suffisante pour affiner spectralement l'émission d'un éventuel laser et que nous ne pouvons pas espérer obtenir une émission monomode. En effet, si on considère le cas le plus sélectif qui présente un faisceau autocollimaté (largeur de $25 a$ et propagation sur $5000 a$), le pic spectral présente une largeur qui dépasse les 10 %, ce qui est supérieur à celle du gain spectral des puits que nous utilisons ($\simeq 4\%$). Même dans le cas du faisceau trop étroit pour être autocollimaté ($10 a$), le pic spectral présente une largeur de l'ordre de 2%, du même ordre de grandeur que la largeur spectrale des puits quantiques. Nous ne pouvons donc pas espérer améliorer la sélectivité spectrale en diminuant la largeur du faisceau. Pour ce qui est d'augmenter la longueur, $5000 a$ équivaut à plus d'un millimètre pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$, ce qui est déjà long pour une structure laser à ruban. Nous ne pouvons donc pas non plus améliorer la sélectivité spectrale en augmentant la longueur du guide au cœur de la cavité. Enfin, nous avons initialement considéré le guidage à autocollimation pour la réalisation de laser de grand volume. C'est à dire que l'intérêt se porte plutôt sur les faisceaux larges pour lesquels la sélectivité spectrale se dégrade fortement.

En conclusion de cette étude, on peut dire que le guidage par autocollimation présente une certaine sélectivité spectrale mais que celle-ci ne sera vraisemblablement pas suffisante pour assurer un affinement spectral notable et encore moins une émission laser spectralement monomode. Si l'on souhaite à terme obtenir une émission spectralement monomode, il faudra assurer un filtrage spectral autre que celui offert par l'autocollimation, en jouant par exemple sur les réflecteurs qui ferment la cavité.

II.3.3.4 Etude spatiale

Nous étudions maintenant la sélectivité spatiale du guide à autocollimation. Nos études précédentes nous laissent penser que l'autocollimation « imparfaite » offerte par le guide à autocollimation doit permettre de favoriser les modes de grande étendue latérale. Pour confirmer cette intuition, nous étudions l'évolution du facteur de recouvrement Γ pour des faisceaux gaussiens dont la taille varie entre $10 a$ et $30 a$ pour des longueurs de propagation variant entre 0 et $5000 a$. La figure II.13 page suivante montre ainsi les courbes de niveau du facteur Γ en fonction de la taille initiale du faisceau et de la longueur de propagation.

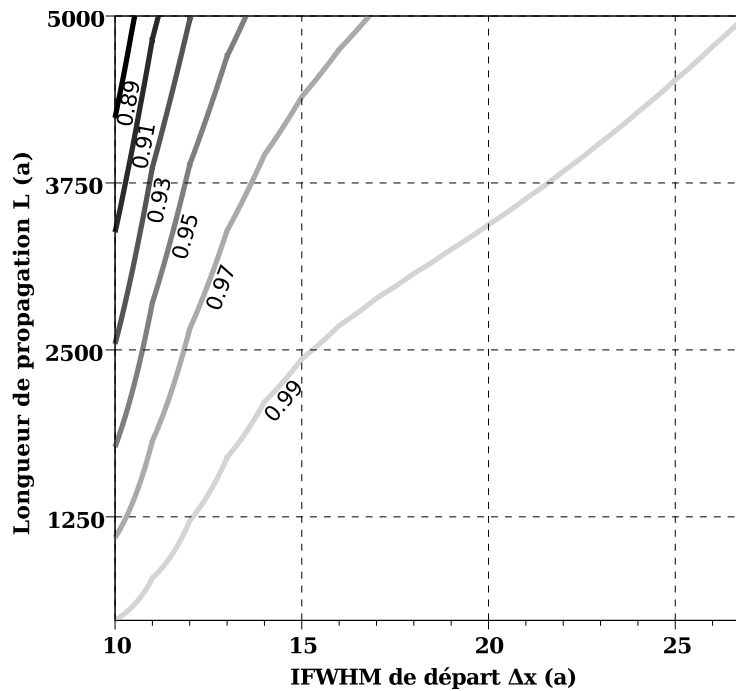


FIGURE II.13 – Evolution du facteur Γ en fonction de la largeur du mode et de la longueur de guide à la fréquence d'autocollimation.

Tout d'abord, si on fixe une longueur de guide donnée (par exemple $2500 a$), on observe que le facteur de recouvrement (et donc l'autocollimation) est d'autant meilleure que le faisceau de départ est large. Le guidage par autocollimation favorise donc bien les faisceaux gaussiens les plus larges.

Ensuite, si on compare deux longueurs de guide (par exemple $2500 a$ et $5000 a$), on constate que plus on augmente la longueur du guide, plus la taille de faisceau doit être importante pour obtenir une autocollimation correcte.

On peut ainsi conclure de ces études qu'une éventuelle cavité à guidage par autocollimation favorisera bien les modes ayant la plus grande étendue latérale et que cette sélectivité spatiale sera d'autant plus marquée que la cavité sera longue.

II.4 Conclusion

Nous avons travaillé dans ce chapitre sur l'étude et la conception théorique d'un guide à autocollimation dans l'optique de pouvoir réaliser à terme une cavité laser entièrement définie par un cristal photonique 2D en régime d'autocollimation. Nous avons étudié la sélectivité spatiale et spectrale de différents types de guides, en nous aidant d'un modèle de simulation que nous avons développé.

Dans la première partie nous avons effectué une étude paramétrique du phénomène d'autocollimation en fonction des paramètres du cristal photonique (indice effectif, ratio r/a). Cette étude nous a permis de déterminer le point de fonctionnement le plus adapté

pour mener la suite de nos études, notamment les études expérimentales du chapitre III page 59. Nous avons ainsi décidé de travailler avec un ratio $r/a \simeq 0,3$, celui-ci assurant une certaine tolérance vis-à-vis du diamètre des trous. Pour obtenir expérimentalement une autocollimation autour de 1000 nm, nous avons pu déterminer que les gammes de paramètres de maille à couvrir sont de 217 nm à 230 nm pour les membranes d'indice effectif égal à 2,9 et de 194 nm à 202 nm pour les membranes d'indice effectif 3,24.

Dans la deuxième partie nous avons abordé l'étude du guidage par autocollimation en nous intéressant plus particulièrement à ses propriétés de sélectivité spectrale et spatiale. Nous avons débuté l'étude par des simulations de type FDTD. Ces simulations ont permis de confirmer l'effet d'autocollimation autour des fréquences précédemment déterminées. Cependant, ces simulations se sont avérées trop lourdes pour pouvoir mener des études systématiques et paramétriques. Nous avons ainsi développé un modèle simplifié à base d'ondes planes permettant de rendre compte fidèlement de la propagation de faisceaux dans un guide à autocollimation.

A l'aide de ce modèle, nous avons pu déterminer que le guidage par autocollimation présente une certaine sélectivité spectrale, qui est intimement liée à la taille du faisceau se propageant. Nous avons aussi pu conclure que cette sélectivité ne serait pas suffisante pour assurer une émission spectralement monomode. A terme, il sera nécessaire d'assurer une sélection spectrale par un autre effet que l'autocollimation, par exemple en jouant sur la réponse spectrale des réflecteurs qui fermeront la cavité.

Ce modèle nous a aussi permis d'étudier la sélectivité spatiale du guidage par autocollimation et de mettre en évidence que les faisceaux gaussiens de grande étendue latérale sont bien favorisés.

Des études complémentaires sont en cours pour étudier la propagation de faisceaux de profils transverses plus complexes.

Dans le chapitre suivant, nous traiterons de la réalisation d'une cavité à autocollimation, en nous basant sur un procédé de fabrication de membrane.

Chapitre III

ETUDE EXPÉRIMENTALE DE STRUCTURES MEMBRANAIRES À AUTOCOLLIMATION

III.1 Introduction

Ce chapitre concerne la réalisation pratique de structures à autocollimation, dans la perspective d'exploiter les effets d'autocollimation dans des cavités de diodes laser.

Le support de cette étude sera constitué par des structures membranaires suspendues dans l'air, en filière GaAs, incorporant typiquement trois puits quantiques GaInAs, pour une émission au voisinage de 1 micron. La maille photonique est obtenue en perforant la membrane sur toute son épaisseur. La caractérisation optique de ces structures est effectuée à partir d'un pompage optique surfacique.

La première partie de ce chapitre porte sur la réalisation de structure à pompage optique en dehors de la structure photonique, l'objectif étant de mettre en évidence les phénomènes d'autocollimation sur structure membranaire et de valider les paramètres de conception de la maille photonique.

La seconde partie développe les étapes d'un procédé de réalisation d'une structure membranaire. L'analyse des dispositifs conduit à définir les conditions optimales de réalisation pour chaque étape du procédé.

III.2 Etude expérimentale de structure membranaire

III.2.1 Paramètres de la structure membranaire

De façon pratique, une structure membranaire en filière GaAs est obtenue à partir d'un empilement de couches sur substrat GaAs tel qu'il est représenté sur la figure III.1 page suivante. La composition et l'épaisseur des puits en GaInAs sont fixées pour une émission laser autour de 990-1000 nm. Compte tenu du décalage entre le maximum de luminescence et le maximum de gain, cela correspond à des puits ayant une luminescence centrée autour de 970 nm. Typiquement, nous utilisons 3 puits $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ d'épaisseur 8 nm espacés de 10 nm. La libération de la membrane de GaAs s'obtient en éliminant, par attaque chimique sélective, la couche sacrificielle en AlGaAs. La figure III.2 page suivante montre le schéma d'une structure membranaire obtenue après libération de la couche sacrificielle en AlGaAs.

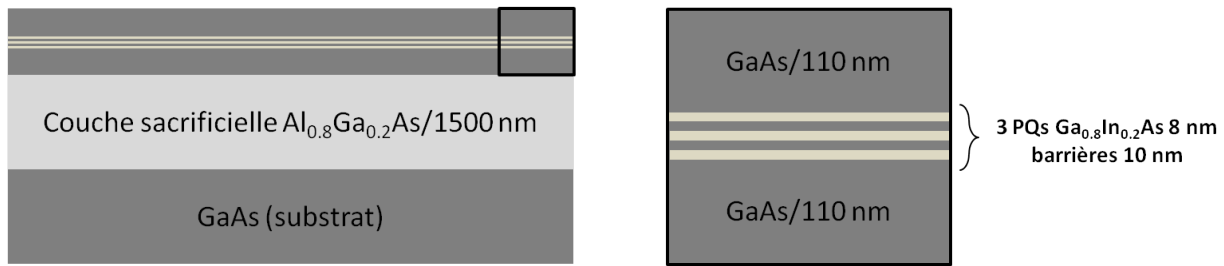


FIGURE III.1 – Structure de la plaque 2107 : membrane GaAs de 265 nm, contenant une structure triple puits quantiques $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$ émettant à 990 nm (luminescence autour de 970 nm).

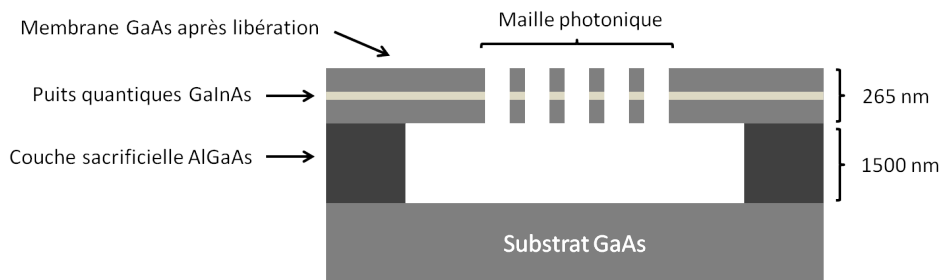


FIGURE III.2 – Schéma de coupe d'un cristal photonique membranaire, suspendu dans l'air.

L'épaisseur de la membrane de GaAs est de 265 nm, ce qui conduit à un indice effectif de $n_{\text{eff}} = 3,24$ pour une émission à 990 nm. Compte tenu des résultats théoriques précédents, la maille photonique de réseau carré permettant une autocolimation à 990 nm possède une période $a=192$ nm pour un rayon de trous égal à 58 nm (rapport $r/a=0,3$).

III.2.2 Description de la structure de test

Une première série d'échantillons a été conçue pour mettre en évidence les phénomènes d'autocolimation sur structure membranaire. Ces échantillons comportent des membranes à cristaux photoniques de maille carrée. Autour de la valeur de pas théorique ($a=192$ nm) assurant une autocolimation à 990 nm, différentes mailles ont été considérées, pour des pas variant de $a=186$ à $a=204$ nm tout en conservant un rapport r/a égal à 0,3. Cette gamme de paramètres de maille permet de tenir compte des incertitudes concernant la longueur d'onde d'émission ainsi que l'indice effectif de la membrane. Ces membranes ont la forme d'un disque avec un pilier central non gravé à partir duquel un pompage optique pourra être effectué. La figure III.3 page suivante donne une vue de surface et en coupe de ces membranes ainsi qu'une image MEB d'une réalisation expérimentale. La géométrie circulaire doit permettre de tester l'ensemble des directions d'autocolimation. Les dimensions du plot central sont de $12 \mu\text{m}$ et l'anneau membranaire a un rayon de $16 \mu\text{m}$. Si le dimensionnement est bon, nous devrions observer pour des longueurs d'ondes autour de $1 \mu\text{m}$ des directions d'autocolimation uniquement selon les deux diagonales de

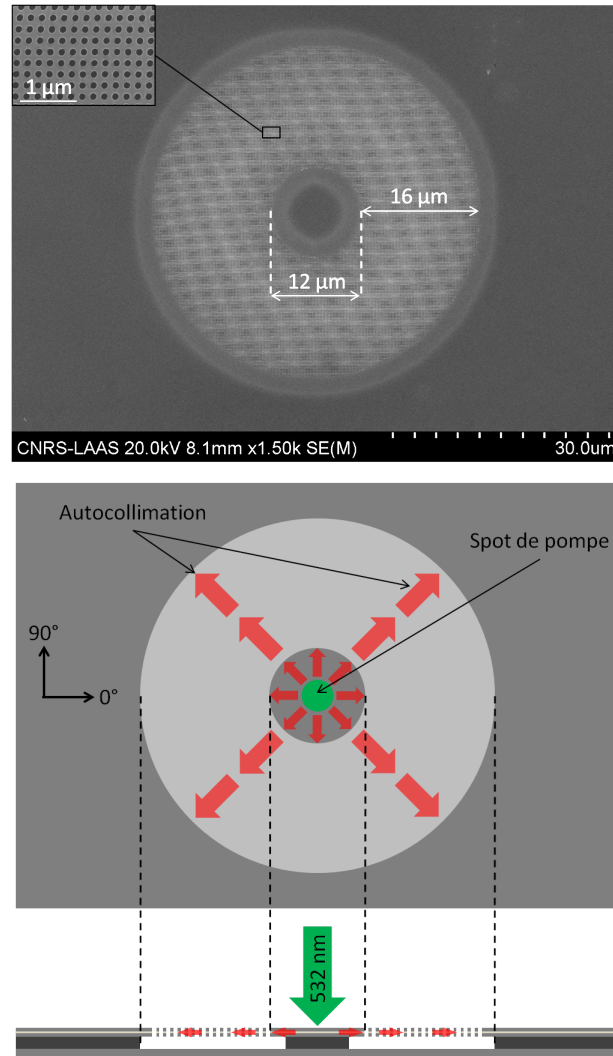


FIGURE III.3 – Schéma de la structure de test pour la validation de la maille photonique. En haut image MEB de la structure, en bas illustration du principe de test par pompage optique central.

la maille photonique ($\pm 45^\circ$).

III.2.3 Réalisation de la structure de test

Le procédé de réalisation repose sur une approche qui a été développée antérieurement pour la réalisation de laser GaAs membranaire à cavité DFB [39, 40]. Ce procédé comporte trois grandes étapes :

- l'écriture sur masque de résine du motif à cristal photonique par lithographie électronique.
- la gravure de la membrane selon le masque précédent.
- la libération de la membrane par élimination de la couche sacrificielle.

Cependant, les motifs nécessaires à l'obtention de l'autocollimation présentent des diamètres de trous et des distances minimales entre trous trop faibles pour utiliser un masque de résine. Nous avons donc modifié ce procédé pour incorporer un masque dur diélectrique. L'ensemble de ce nouveau procédé est résumé sur la figure III.4 page ci-contre. Ce procédé comporte les étapes suivantes, :

- la réalisation par épitaxie par jets moléculaires de l'hétérostructure GaAs/AlGaAs,
- un dépôt PECVD d'une couche de SiO₂ d'épaisseur 100 nm,
- un dépôt de résine PMMA d'épaisseur 250 nm,
- l'écriture par lithographie électronique des motifs photoniques au moyen d'un masqueur type Raith 150[46]. Pour une tension d'accélération de 20 kV, l'appareil possède une résolution d'environ 20 nm pour 150 nm de résine PMMA déposée sur silicium. La précision sur les raccords de champs est quant à elle de 35 nm pour des champs d'écriture de 100 x 100 μm^2 ,
- l'ouverture du masque de silice par gravure sèche ICP-RIE¹, sous gaz fluoré CHF₃, suivie d'un plasma d'oxygène pour éliminer les résidus de résine,
- la gravure de la membrane par gravure sèche ICP-RIE sous gaz chloré Cl₂/N₂= 60/30 sccm (SCCM de l'anglais Standard Cubic Centimeters per Minute correspondant à une mesure de flux), suivie d'un plasma d'oxygène.
- la libération de la membrane par gravure humide sélective (acide fluorhydrique) de la couche sacrificielle d'AlGaAs.

La figure III.5 page 64 donne une vue d'ensemble des échantillons réalisés. Chaque échantillon comprend une série de 10 membranes circulaires à cristal photonique, avec un rapport $r/a=0,3$ et des paramètres de maille croissant de $a=186$ nm à $a=204$ nm.

III.2.4 Banc de caractérisation

L'expérience mise en place vise à mettre en évidence les directions d'autocollimation et valider ainsi les choix de paramètres de maille. Nous avons utilisé la méthode de la source interne pour observer la propagation au sein du cristal photonique. Un laser de pompe est focalisé sur l'échantillon à l'extérieur de la maille photonique afin de constituer une source localisée à l'intérieur même des couches guidantes, le rayonnement se propageant

1. Inductive Coupled Plasma-Reactive Ion Etching : gravure ionique réactive par plasma à couplage inductif.

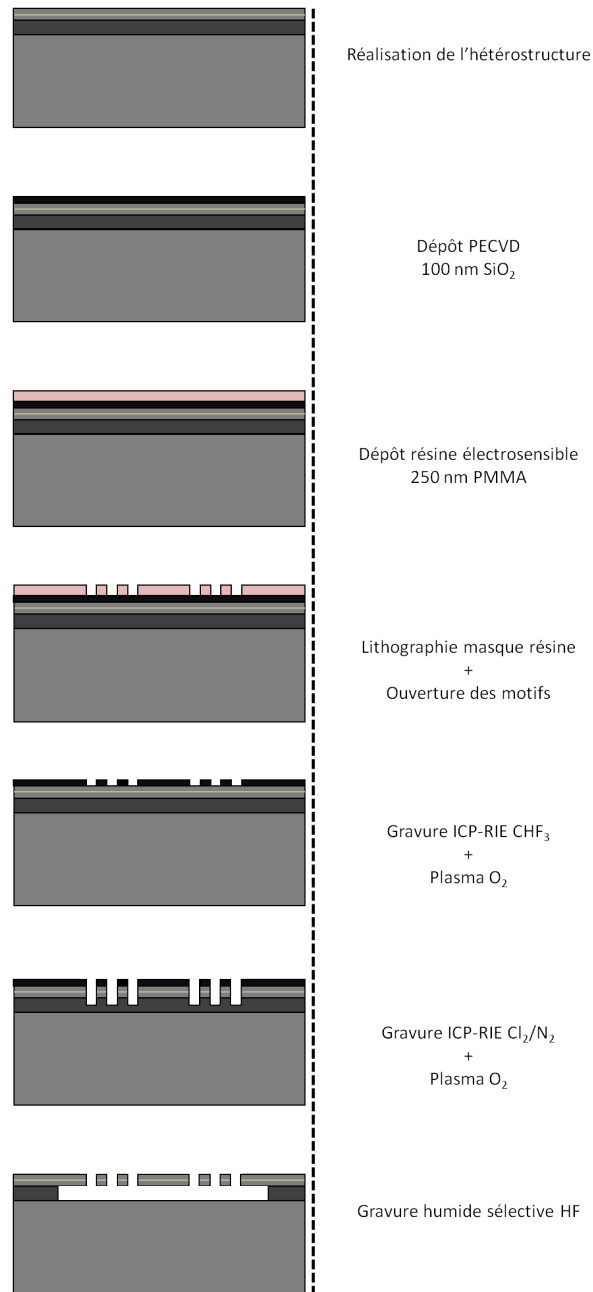


FIGURE III.4 – Etapes chronologiques du procédé de réalisation de cristaux photoniques sur membrane avec un masque de silice.

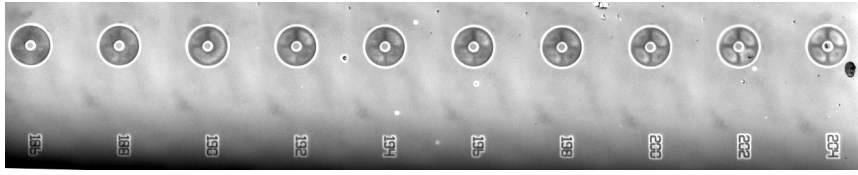


FIGURE III.5 – Echantillon de test pour la mise en évidence de l'effet d'autocollimation : comprend 10 membranes circulaires à cristaux photoniques avec des paramètres de maille de $a=186$ nm à $a=204$ nm et un $r/a=0,3$.

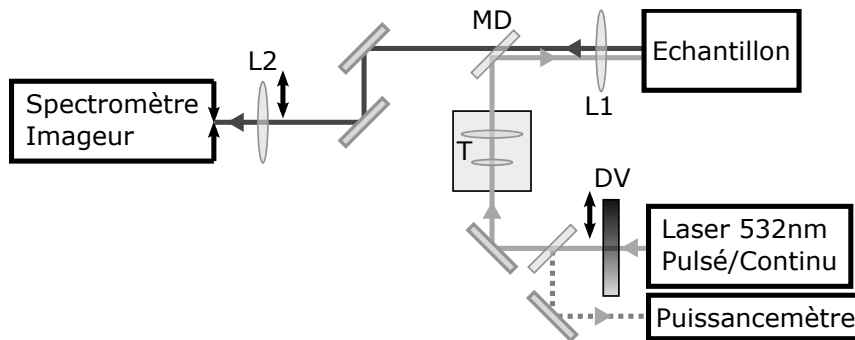


FIGURE III.6 – Dispositif d'imagerie hyperspectrale : le faisceau d'un laser de pompe à 532 nm est focalisé sur l'échantillon à caractériser (objectif apochromatique L1). Une densité variable motorisée DV et un télescope T permettent de contrôler la taille et la puissance de la tache de pompe sur l'échantillon. La lumière émise par l'échantillon traverse un miroir dichroïque (MD) et est collectée (objectif apochromatique L1) et réimagée par une lentille (L2) sur la fente d'entrée d'un spectromètre imageur. Cette lentille est motorisée : pour chaque position de la lentille, le spectromètre résout spatialement et spectralement une tranche verticale de l'échantillon.

dans le guide planaire GaAs puis dans la membrane à cristal photonique. Deux cas de pompage pourront être mis en œuvre : un pompage central à partir du pilier ou un pompage latéral à l'extérieur de l'anneau membranaire. Au cours de sa propagation dans les couches guidantes, une partie de la lumière sort de l'échantillon par la surface. Elle est imagée et résolue spectralement afin de retrouver les propriétés de propagation au sein de l'échantillon pour chacune des composantes spectrales émises.

Nous avons utilisé pour cela un banc d'imagerie hyperspectrale décrit sur la figure III.6. Un faisceau de laser de pompe (ND-YAG impulsionnel doublé : 532 nm, 13 ns, 10 kHz, 30 mW) est focalisé sur la surface de l'échantillon à analyser à l'aide d'un objectif apochromatique L1. La puissance déposée sur l'échantillon est contrôlée à l'aide d'une densité variable motorisée DV. La taille de la tache de pompe peut être modifiée continuellement de 1 à $100\mu\text{m}$ de diamètre à l'aide d'un télescope T. La lumière émise par la surface de l'échantillon traverse un miroir dichroïque DV et est focalisée par une lentille L2 sur la fente d'entrée d'un microscope imageur (SR500i d'Andor Equipement avec réseau 1200 tr/mm et caméra EMCCD). La lentille L2 est motorisée et se déplace horizontalement devant la fente

d'entrée ce qui permet d'imager différentes tranches verticales de l'échantillon. En enregistrant l'ensemble des images spectrales lorsque la lentille balaye latéralement l'échantillon, on reconstruit une image hyperspectrale de la lumière émise par l'échantillon. Ce dispositif offre une résolution spatiale de $1 \mu\text{m}$ et une résolution spectrale de $0,08 \text{ nm}$ (autour de 1000 nm).

III.2.5 Mise en évidence des effets d'autocollimation

Dans l'expérience décrite ici, la tache de pompe fait $6 \mu\text{m}$ de diamètre (donc suffisamment petite pour tenir dans le pilier central des motifs de test) et la puissance moyenne incidente sur l'échantillon est de $150 \mu\text{W}$ (soit une densité de puissance crête de $4\text{MW}/\text{cm}^2$). Compte tenu des conditions de pompage et de la structure de l'échantillon (membrane de GaAs avec puits GaInAs), le pompage génère une luminescence qui s'étend continument de 820 nm à 1020 nm avec un pic autour de 875 nm (GaAs) et un pic autour de 970 nm (puits GaInAs). Notre système d'imagerie hyperspectrale permet d'observer la luminescence émise jusqu'à 1010 nm environ (coupure de la caméra CCD du spectromètre imageur).

Une première série d'observations a été obtenue à partir d'une excitation centrale en pompant le pilier. Les directions d'autocollimation ont été clairement mises en évidence sous la forme d'une croix orientée à 45 degrés comme indiqué sur la figure III.3 page 61. La figure III.7 page suivante montre l'image hyperspectrale obtenue sur la structure de test avec un pas $a=204 \text{ nm}$ pour différentes longueurs d'onde. L'intensité est codée en fausses couleurs (échelle arbitraire croissante du bleu au rouge), la zone centrale blanche correspondant à la zone de pompage.

Pour des longueurs d'onde entre 850 et 900 nm , la lumière émise par le pilier se propage dans le cristal photonique de façon relativement isotrope. Par contre, de 930 à 1000 nm , la propagation se fait préférentiellement selon les deux axes d'autocollimation à $+45^\circ$ et -45° et on passe d'une forme circulaire à une forme en croix. On observe en particulier un creux dans les directions de propagation interdites à 0° et 90° . Bien que cette observation soit assez imprécise, elle permet de mettre en évidence la très large gamme spectrale sur laquelle on observe ces directions privilégiées. Cette gamme s'étend de 930 à 1000 nm (soit $\Delta\lambda/\lambda \simeq 7\%$) et est limitée du côté des grandes longueurs d'onde par la coupure de la caméra CCD du spectromètre imageur.

Une observation plus précise a pu être obtenue à partir d'un pompage latéral, c'est à dire avec un spot de pompe à côté de l'échantillon de test. Différentes positions du spot de pompe autour de la membrane sont possibles. On peut ainsi placer le spot de pompe dans l'axe d'une direction d'autocollimation, par exemple à $+45^\circ$. La figure III.8 page 67 présente ainsi l'observation obtenue à 990 nm pour un motif ayant un paramètre de maille $a=192 \text{ nm}$. Les frontières du cristal photonique sur membrane sont signalées par des traits blancs et les directions d'autocollimation par les pointillés gris. On observe que la lumière pénètre préférentiellement selon la direction d'autocollimation et sans étalement notable. On peut aussi placer le spot de pompe à 0° , c'est à dire dans l'axe d'une direction de propagation interdite. En pratique, c'est dans cette configuration que les observations sont les plus précises et les plus probantes.

La figure III.9 page 68 donne ainsi un exemple d'observation dans le cas d'une maille

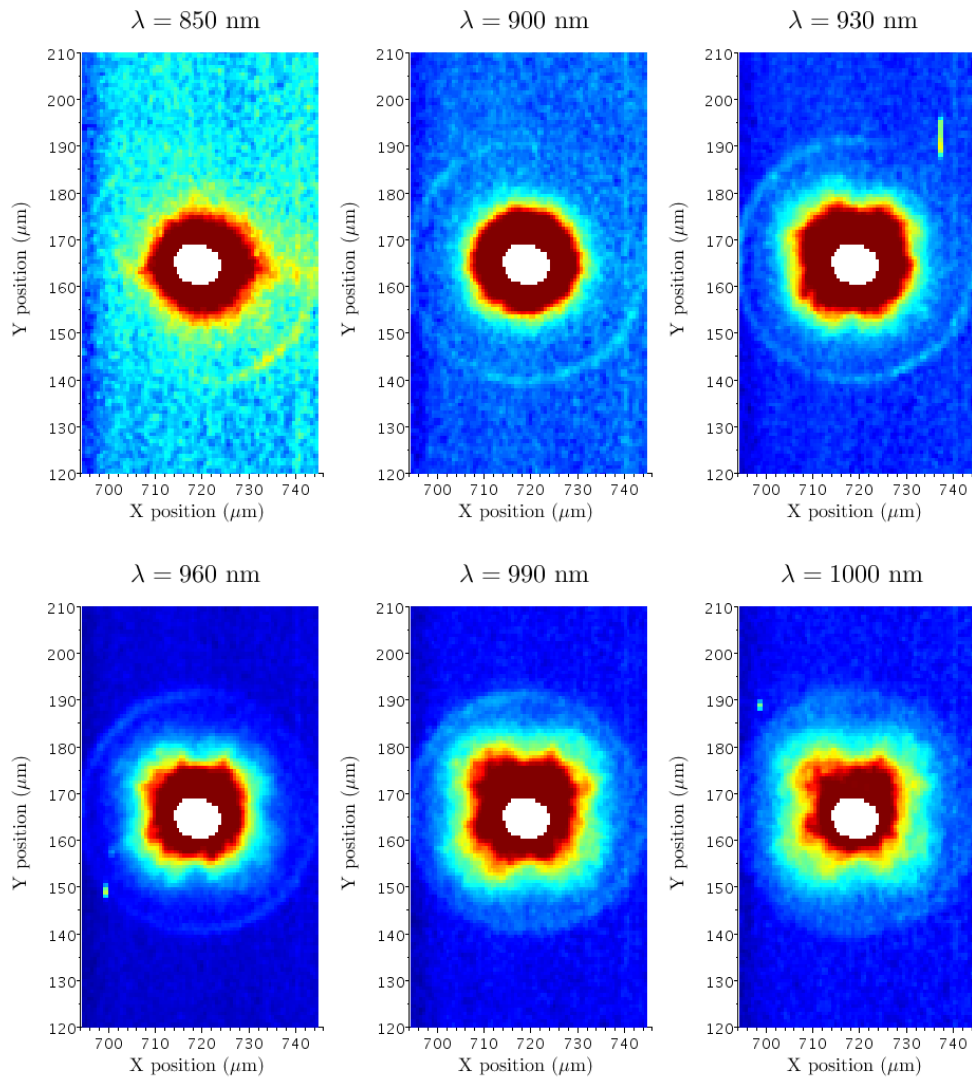


FIGURE III.7 – Image spectrale de la structure de test au pas $a=204 \text{ nm}$. Le spot de pompe est placé au centre de la structure.

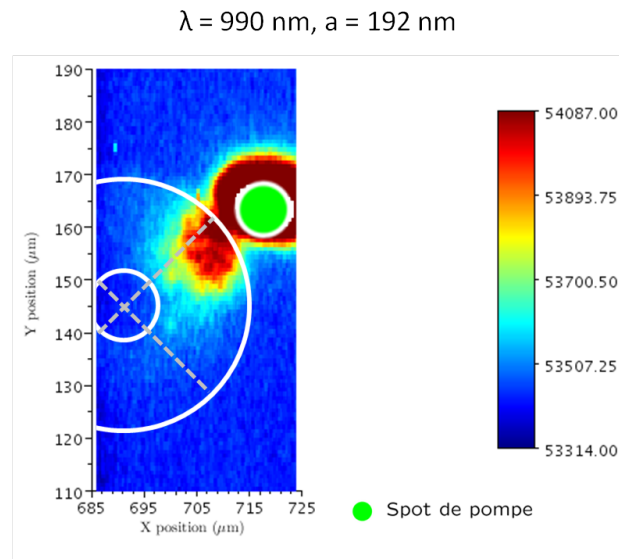


FIGURE III.8 – Image spectrale à $\lambda = 990 \text{ nm}$ de la structure de test au pas $a=192 \text{ nm}$. Le spot de pompe est placé à 45° .

de $a=194 \text{ nm}$ pour différentes longueurs d'onde. Les frontières du cristal photonique sur membrane sont signalées par des traits blancs et les directions d'autocollimation par les pointillés gris. En dessous de 900 nm , on observe quasiment aucune pénétration de la lumière dans le cristal photonique. Entre 950 et 990 nm , la lumière pénètre dans le cristal photonique et se dirige dans toutes les directions possibles. Au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente, on voit apparaître clairement deux directions privilégiées selon les deux axes d'autocollimation à $+45^\circ$ et -45° . Sur toute la gamme 990 nm à 1005 nm , ces deux directions sont nettement visibles. Les observations sont similaires pour tous les autres motifs présents sur l'échantillon de test, avec des mailles photoniques variant de $a=186 \text{ nm}$ à $a=204 \text{ nm}$. Nous ne notons pas de différence appréciable dans la gamme de longueur d'onde sur laquelle apparaissent distinctement ces deux directions d'autocollimation, ce qui confirme la faible sélectivité spectrale de l'effet d'autocollimation. Enfin, nous avons aussi essayé d'augmenter la taille du spot de pompe afin de pomper non pas le pilier central, mais l'intégralité de la membrane. Cette tentative n'a pas donné de résultats probants et a mis en évidence la faible luminescence obtenue dans les zones de cristal photonique.

III.2.6 Conclusion

Cette série d'expériences nous a permis d'observer clairement l'effet d'autocollimation dans les structures photoniques que nous avons choisies. De plus, l'autocollimation apparaît bien dans la gamme de longueurs d'onde (990 à 1000 nm) prévues pour les paramètres de maille retenus, ce qui valide les choix faits lors de la phase de conception. Cependant, ces observations ont montré deux limites importantes. Tout d'abord, la faible dépendance spectrale de l'effet d'autocollimation nécessitera à terme la réalisation de structures à autocollimation de grande longueur pour pouvoir déterminer avec précision la longueur d'onde

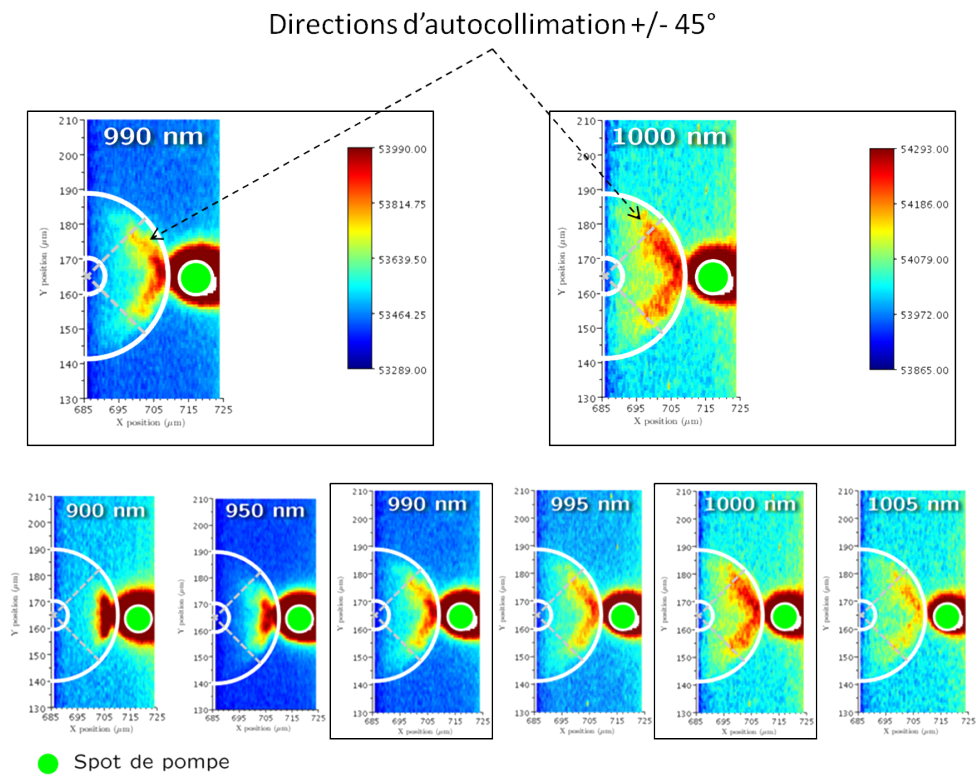


FIGURE III.9 – Images spectrales de la structure de test au pas $a=194$ nm. Le spot de pompe est placé à 0° , c'est à dire à droite de la structure dans la direction de propagation interdite.

d'autocollimation. Ensuite, ces expériences ont mis en évidence une qualité de réalisation technologique insuffisante avec notamment des pertes de propagation considérables dans les zones à cristal photonique. Ces fortes pertes ont ainsi nécessité l'emploi d'une densité de puissance de pompe très élevée ($\simeq 4 \text{ MW/cm}^2$) qui dégrade rapidement les échantillons et qui n'est pas compatible avec les études systématiques nécessaires à l'obtention et à l'étude d'un effet laser basé sur l'autocollimation. Il s'est ainsi avéré nécessaire de développer l'étude selon deux voies complémentaires :

- l'amélioration du procédé de réalisation pour optimiser la qualité de la maille photonique et minimiser la dégradation de la luminescence des puits dans les zones à cristal photonique.
- la conception d'architecture de cavité minimisant les pertes associées aux zones d'autocollimation en réduisant la part de zones à cristal photonique dans la cavité.

La suite de ce chapitre se focalisera sur l'amélioration des procédés de fabrication. Nous ne détaillerons pas dans ce mémoire les nouvelles architectures de cavité, actuellement en cours d'étude.

III.3 Etude d'un procédé de réalisation

III.3.1 Observation des échantillons réalisés par le procédé de référence

La figure III.10 page suivante montre une image de la maille photonique au pas $a=204 \text{ nm}$ provenant de l'échantillon étudié dans la partie précédente. Le cliché a été obtenu à fort grandissement et selon une légère inclinaison de l'échantillon. Nous constatons que les flancs de ces trous sont rugueux avec une répartition aléatoire de ces défauts.

Des vues en coupe réalisées sur plusieurs types d'échantillons révèlent également de nombreux défauts sous la membrane. Ces défauts se présentent sous différentes formes (voir figure III.11 page suivante) :

1. des débris déposés sur le substrat, les plus gros atteignant quelques centaines de nanomètres,
2. une fine couche sous la membrane, de nature inconnue,
3. dans de plus rares occasions, des défauts sous forme de coques prolongeant le contour des trous. Ce type de défaut a déjà été reporté par Ikeda [47].

L'observation de ces défauts met en évidence la nécessité de développer un procédé de réalisation adapté à la structure photonique considérée. On peut en effet remarquer que le cristal photonique associé à l'autocollimation diffère par ses dimensions de celui qui avait servi de base à la cavité DFB des lasers de référence : le cristal photonique à autocollimation est un réseau carré au pas d'environ 200 nm alors que le cristal du laser DFB est un réseau hexagonal au pas de 300 nm . De plus, pour des rapports d'ouvertures similaires, le rayon des trous du cristal photonique à autocollimation est environ 30% plus faible que celui du cristal photonique du laser DFB (58 nm contre 84 nm). Ces différences de motifs nous incitent donc à développer un procédé spécifique, en optimisant chaque étape du procédé dans le cas du cristal photonique à autocollimation. Nos efforts ont notamment

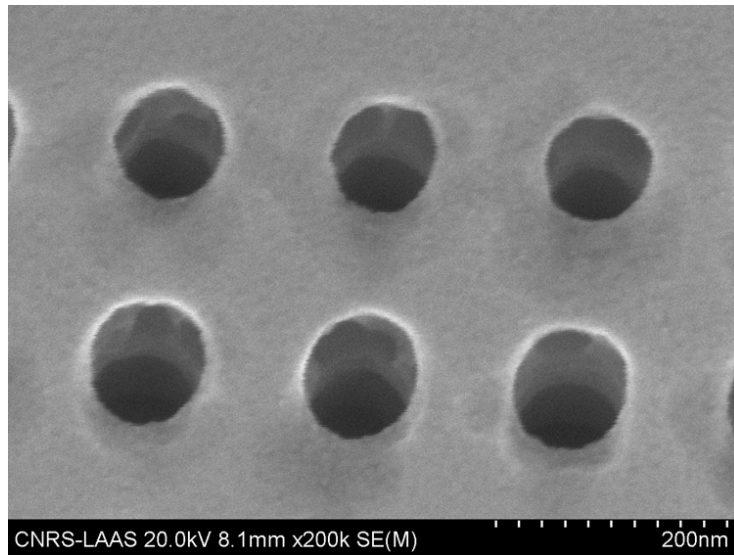


FIGURE III.10 – Image MEB légèrement inclinée du cristal photonique au pas $a=204$ nm, montrant la rugosité au niveau des flancs des trous.

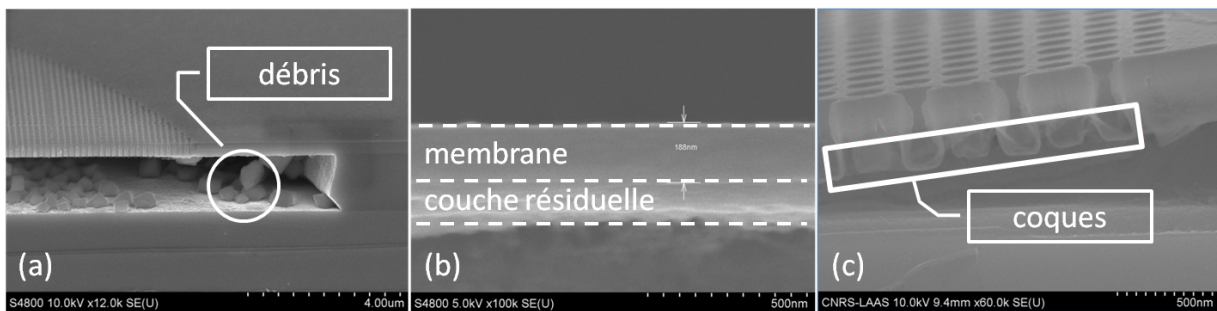


FIGURE III.11 – Images MEB en coupe avec observation : (a) débris sous la membrane, (b) couche résiduelle sous la membrane, (c) coques en dessous des trous. Pour (b), les traits pointillés indiquent la séparation entre la couche résiduelle et la membrane.

porté sur la libération de la membrane, l'amélioration du masque de silice, et l'optimisation des conditions de gravure de la membrane.

III.3.2 Libération de la membrane

La libération de la membrane s'effectue par gravure humide sélective de la couche sacrificielle d'AlGaAs au moyen d'une solution d'acide fluorhydrique diluée. Cet acide offre une excellente sélectivité au delà de 40% de concentration en aluminium [48]. L'attaque chimique est arrêtée lorsque la sous-gravure latérale est d'environ 4 μm .

L'origine des résidus sous la membrane n'est pas clairement établie. Il peut s'agir de composés de type alumine (Al_2O_3) ou hydroxyde d'alumine ($\text{Al}(\text{OH})_3$) qui se forment par oxydation de la couche sacrificielle, car ces composés ne s'éliminent pas au HF [49, 50]. L'oxydation peut se produire durant le laps de temps où l'échantillon est à l'air libre, c'est à dire entre le moment de la gravure de la membrane et celui de sa libération. L'oxydation peut également provenir d'un mauvais calibrage du plasma O_2 qui suit la gravure de la membrane [47].

La diversité des défauts a conduit à proposer plusieurs voies pour éliminer les résidus. Ikeda [47] préconise de recalibrer la durée du plasma O_2 et/ou diminuer la teneur en aluminium de la couche sacrificielle. Sweet [50] propose quant à lui de dissoudre sélectivement les résidus par une solution de KOH. Nous avons choisi de tester cette approche en raison de la simplicité de sa mise en œuvre.

La procédure que nous avons suivi comporte une attaque par une solution de KOH à 25% pendant 140 secondes suivi d'une étape de décontamination du potassium (eau déionisé, acide acétique à 20%, eau déionisé), protocole obligatoire dans un environnement salle blanche.

La figure III.12 page suivante montre les résultats obtenus. Ces images attestent de l'efficacité du traitement au KOH du fait de la disparition des résidus. Des expériences ultérieures ont montré que la durée du traitement ne suffisait pas à éliminer les plus gros débris. Cela a été corrigé en augmentant la durée à 5 minutes.

III.3.3 Amélioration du masque de silice

Nous disposons d'un équipement de gravure ICP-RIE TRIKON OMEGA 201 équipé de lignes de gaz fluorés. Le CHF_3 est préféré au SF_6 et CF_4 car il permet d'obtenir une meilleure sélectivité entre la gravure de PMMA et celle de la silice, condition indispensable pour assurer le transfert des dimensions nanométriques du cristal photonique.

La gravure ICP-RIE d'un masque de silice a été étudiée par Stéphan Hernandez [51] pour la réalisation de nanostructures photoniques. Nous avons utilisé les conditions de gravure issues de cette étude :

- Puissance plasma de 500 W
- puissance de polarisation du substrat de 60 W,
- pression de 5 mT,
- débit de gaz CHF_3 de 50 sccm,
- température de substrat de 18°C,

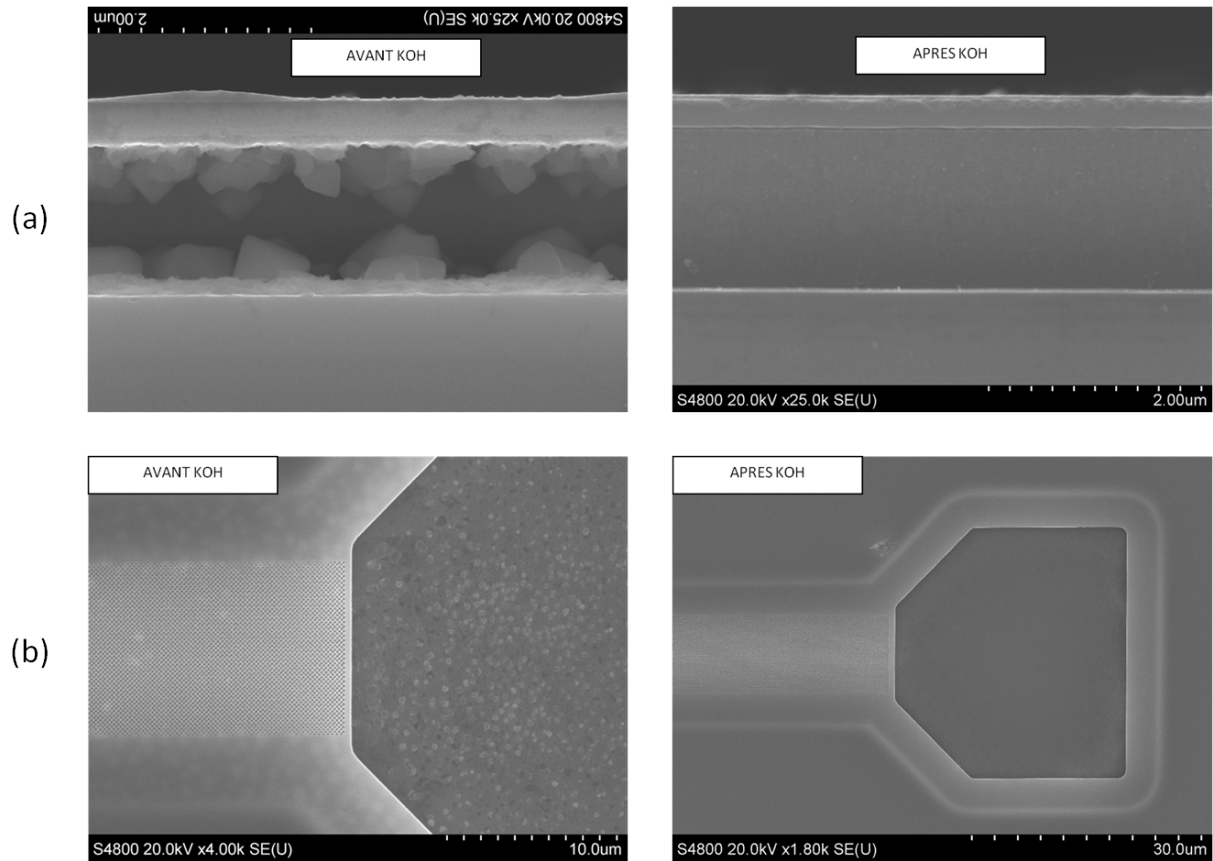


FIGURE III.12 – Élimination des résidus sous la membrane après immersion dans un bain KOH 25% pendant 140 secondes. La couche sacrificielle est composée d' $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$. De gauche à droite, images de l'échantillon avant et après traitement KOH. (a) : vue en coupe. (b) : vue de dessus.

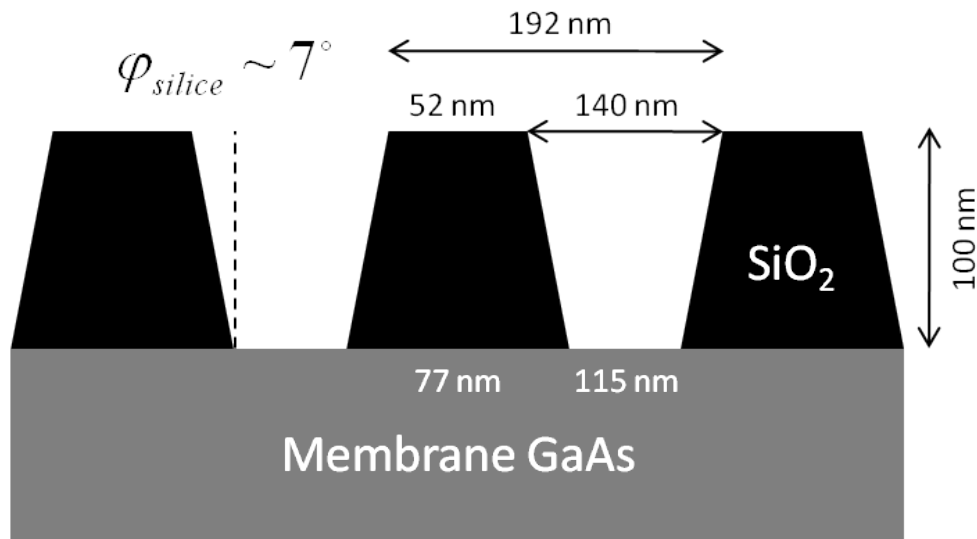


FIGURE III.13 – Distances à la base et au sommet du masque pour une inclinaison des flancs de 7° dans le cas d'un réseau carré de trous aux diamètres de 115 nm avec un pas de 192 nm.

– durée du procédé de 40 secondes.

La valeur de la sélectivité de 0,8 pour ces conditions de gravure impose une épaisseur de résine de 250 nm. La gravure est suivie d'un plasma O₂ de 25 secondes pour enlever les résidus de résine. La figure III.13 page 73 illustre la géométrie du masque de silice à l'issue de ce procédé. On observe une inclinaison des flancs de 7° par rapport à la verticale ce qui a imposé une écriture du masque selon une ouverture de 140 nm pour obtenir le diamètre visé de 115 nm. Or la création de trous de 140 nm de diamètre au pas de 192 nm est à la limite de ce qui est réalisable avec notre masqueur électronique dans cette épaisseur de résine.

Pour pallier à cette difficulté, deux solutions sont envisageables :

- Réaliser une gravure à flancs droits limitant la surcote à effectuer entre diamètre PMMA et diamètre visé,
- améliorer la sélectivité de la gravure entre PMMA et silice. Nous pourrions alors utiliser des épaisseurs de PMMA moins épaisses, facilitant ainsi la réalisation de la lithographie électronique. De plus nous pouvons alors espérer :
 1. améliorer le transfert en limitant l'érosion de la PMMA au niveau des « pointes » de définition (figure III.14 page suivante),
 2. si l'anisotropie de gravure de la silice est maintenue, améliorer la verticalité des flancs de la silice car nous limiterons l'érosion latérale des flancs de la PMMA.

Nous avons choisi de travailler sur l'amélioration de la sélectivité en essayant de développer une gravure de la silice en mode CCP-RIE. Les deux paramètres d'étude ont été la puissance du plasma et la puissance de polarisation. Nous fixons trois puissances de

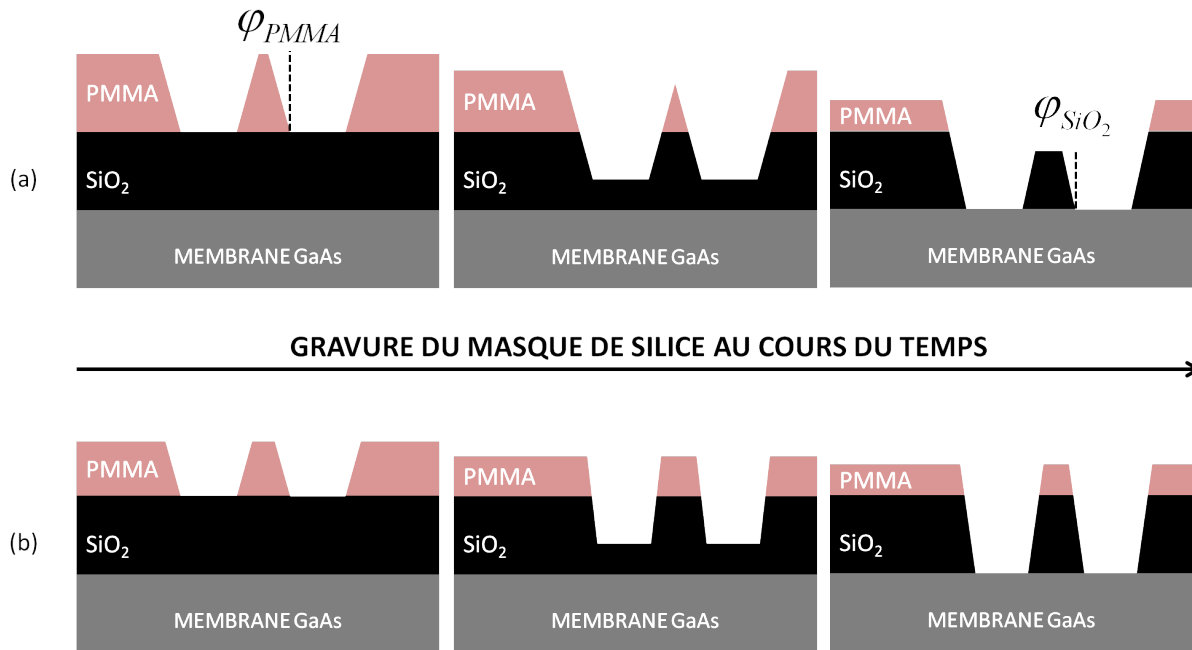


FIGURE III.14 – (a) : illustration du principe d'érosion accélérée du masque de silice dans le cas de motifs nanométriques très rapprochés. (b) : correction du problème avec l'augmentation de la sélectivité du masque de PMMA et la diminution de son épaisseur déposée.

polarisation : 20 W, 50 W, 100 W. Pour chaque puissance de polarisation, nous réduisons progressivement la puissance plasma : 500 W, 300 W, 100 W, 50 W, 20 W, 0 W. L'expérience est réalisée sur du GaAs standard avec une couche de 500 nm de silice obtenue par dépôt PECVD. Nous déposons sur chaque échantillon 400 nm de PMMA. Dans chaque cas la durée de la gravure est arrêtée avant l'élimination d'un des deux matériaux. La figure III.15 montre l'évolution de la sélectivité du masque de PMMA en fonction de la puissance plasma pour les trois valeurs de puissance de polarisation : 20 W, 50 W, 100 W. Nous distinguons deux zones : une première zone comprise entre 100 et 500 W de puissance plasma. Dans cette zone, la sélectivité est proche de l'unité pour les puissances de polarisation de 50 et 100 W, et elle est proche de 1,3 pour celle de 20 W. La deuxième zone contient les puissances plasma inférieures à 100 W. Nous constatons une hausse importante de la sélectivité dans cette zone. Pour les puissances de polarisation de 50 et 100 W, la sélectivité augmente de 1 à 2,7 quand la puissance plasma diminue de 100 à 0 W, de même une sélectivité proche de 2 est atteinte quand la puissance de polarisation est de 20 W. Ces résultats illustrent le changement de régime de gravure où une sélectivité est plus élevée en mode CCP qu'en mode ICP.

Pour améliorer la sélectivité nous avons choisi les conditions opératoires définies par une puissance de plasma de 50 W et une puissance de polarisation de 100 W. Une puissance plasma de 50 W a été préférée à une puissance nulle pour limiter la durée de la gravure. La figure III.16 page ci-contre illustre les effets de l'amélioration de la sélectivité sur le flanc de gravure de la silice par rapport aux conditions initiales. La réduction de la puissance du

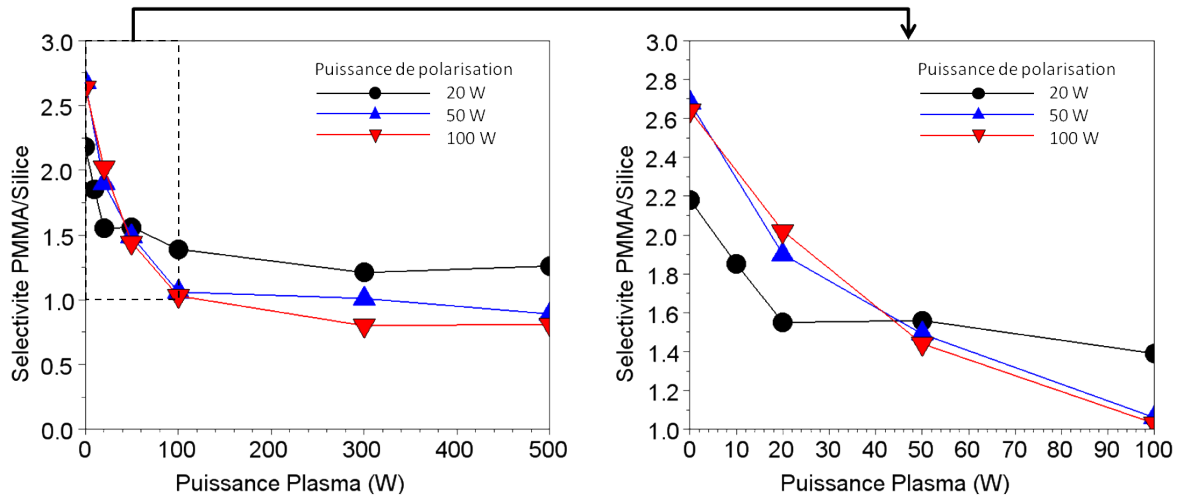


FIGURE III.15 – Sélectivité du masque de PMMA pour la gravure de la silice en fonction de la puissance plasma pour trois puissances de polarisation : 20, 50, 100 W.

plasma permet de réduire l'inclinaison des flancs d'environ 1 à 2° en fonction du diamètre des motifs. Pour des diamètres voisins de 100 nm, l'inclinaison est d'environ 5° au lieu de 7° précédemment. De plus l'épaisseur a pu être réduite à 140 nm au lieu de 250 nm au départ ce qui permet de limiter les effets de proximités entre les motifs.

III.3.4 Étude des conditions de gravure de la membrane

III.3.4.1 Objectif de l'étude

L'équipement dont on dispose est un bâti de gravure ICP-RIE TRIKON OMEGA 201 équipé d'une ligne de chlore Cl_2 et d'azote N_2 qui sont utilisées pour la gravure des membranes. Les premières réalisations ont été faites à partir d'un mélange $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 60/30$ sccm qui a montré une certaine rugosité au niveau des flancs des trous (figure III.10 page 70). Ce mélange s'est avéré satisfaisant pour la réalisation des cristaux photoniques à maille hexagonale de diamètre 168 nm et de facteur de remplissage d'environ 30%. Cependant ces conditions n'ont pas fait l'objet d'une étude systématique de la qualité des flancs en fonction du ratio chlore/azote et pour une grande variété de motifs.

L'objectif de cette étude est double :

- déterminer d'une part la proportion optimale du mélange chlore/azote,
- établir d'autre part la durée de gravure de la membrane la plus courte pour limiter la rugosité des flancs et limiter la formation de défauts de surface pouvant être responsables d'une diminution de photoluminescence des puits [52].

III.3.4.2 Optimisation du rapport chlore/azote

Les travaux d'Atlasov [53] ont mis en évidence l'influence bénéfique du taux d'azote dans un mélange BCl_3/N_2 pour la gravure de structures membranaires GaAs/AlGaAs

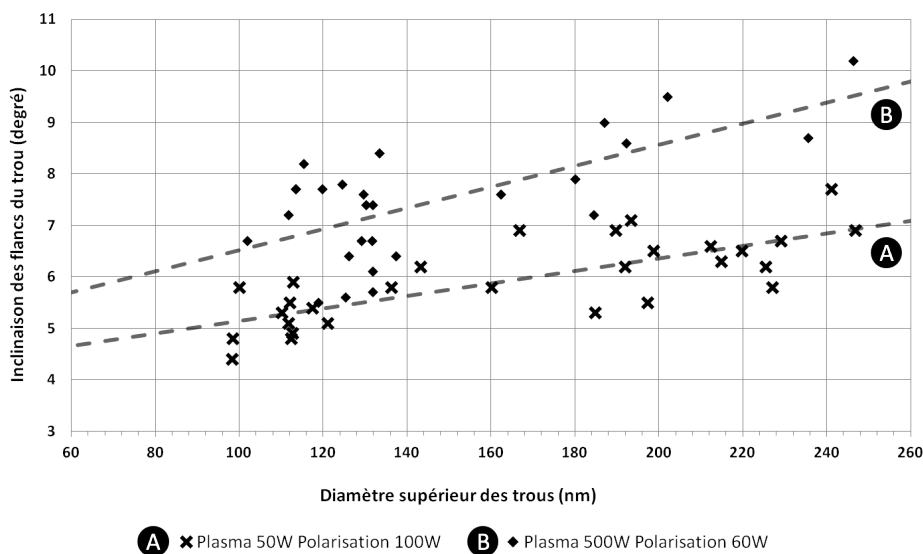


FIGURE III.16 – Angle d’inclinaison des flancs de la silice en fonction du diamètre des trous dans le cas du mode CCP-RIE (A) et dans le cas du mode ICP-RIE de départ (B).

comportant des trous de diamètre 100 nm (confère annexe). Dans le cadre de nos travaux, nous avons analysé l’influence de plusieurs compositions du mélange Cl_2/N_2 sur la qualité de la gravure de GaAs tout en gardant les autres paramètres de gravure fixes. Ces conditions, issues d’une étude antérieure effectuée sur le même équipement dans le cadre de gravure à fort rapport de forme dans des hétérostructures GaAs/AlGaAs, sont les suivantes :

- Puissance plasma de 500 W,
- puissance de polarisation du substrat de 60 W,
- pression de 5.5 mT,
- température de substrat de 35°C,
- suscepteur en GaAs.

Les expériences ont été réalisées sur du GaAs standard avec un masque silice de 100 nm d’épaisseur. Les proportions Cl_2/N_2 ont été choisies en maintenant le débit global des gaz à 90 sccm. Les valeurs considérées sont 80/10 sccm, 70/20 sccm, 60/30 sccm et 45/45 sccm, ce qui représente respectivement des taux d’azote de 11%, 22%, 33% et 50%. Les durées de gravure ont été ajustées pour viser une profondeur de 1 μm par rapport à un motif de référence à très faible rapport de forme ($\sim 0,05$). Nous avons résumé les conditions des expériences réalisées dans le tableau III.1 page ci-contre.

La figure III.17 page suivante montre les motifs de test utilisés pour l’expérience. L’étude concerne une grande variété de motifs. Nous avons exploré plusieurs cas de diamètres correspondant à différents réseaux :

- un réseau à maille carrée avec un pas de 200 nm réalisé avec trois diamètres de trous : 100 nm, ce qui correspond à un réseau similaire à celui du cristal photonique à autocollimation, puis 130 et 160 nm,

Débit Cl ₂ /N ₂ (sccm)	80/10	70/20	60/30	45/45
Pourcentage N ₂	11%	22%	33%	50%
Durée de gravure (seconde)	25	40	45	60

TABLE III.1 – Conditions des expériences de gravure.

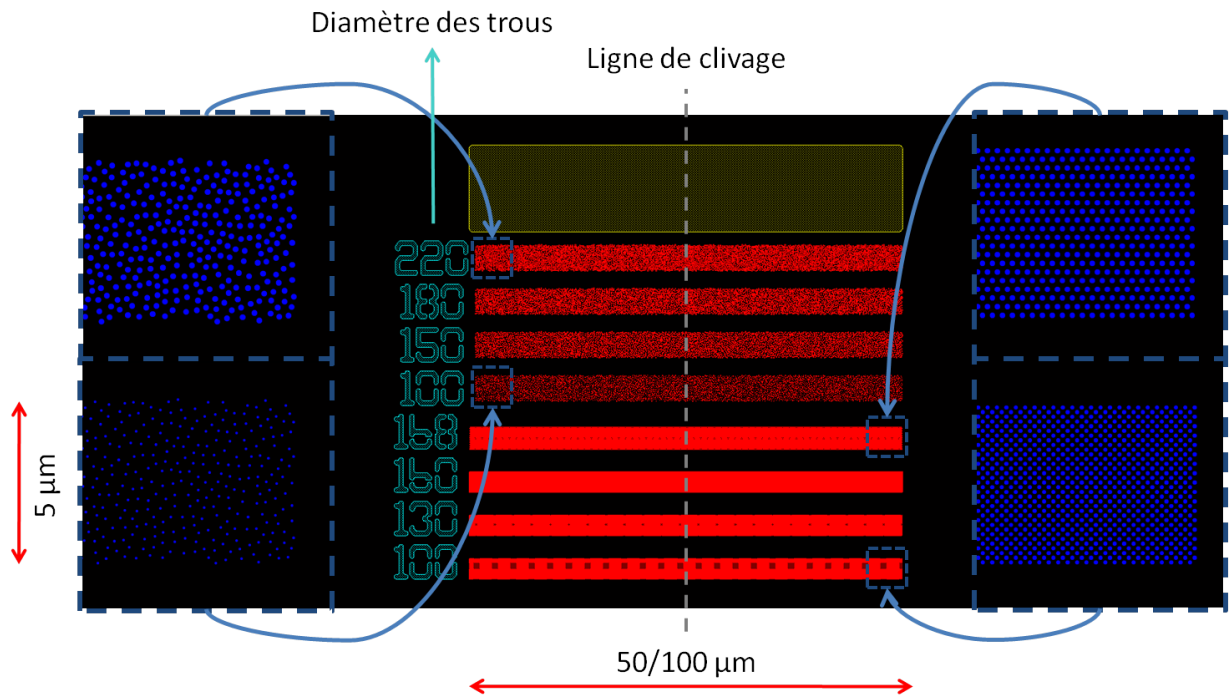


FIGURE III.17 – Masque des motifs de tests utilisés pour l'expérience de gravure.

- un réseau hexagonal avec un pas de 300 nm et un diamètre de trous de 168 nm correspondant à une maille déjà optimisée [40],
- un réseau aléatoire de trous avec 4 diamètres différents : 100 nm, 150 nm, 180 nm, 220 nm, avec une densité fixée à 6,4 motifs par μm^2 , ce qui représente un facteur de remplissage en air respectif de 5, 11, 16 et 24%.

Chacun des réseaux fait $5 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $5 \times 100 \mu\text{m}^2$. L'écriture des motifs a été volontairement désalignée d'environ 1° par rapport à l'axe cristallographique pour permettre au trait de clivage de traverser au moins un trou par son centre et faciliter ainsi l'observation au MEB. Le motif de test a été réalisé pour plusieurs doses comprises entre 144 et 288 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, afin d'étendre la gamme d'étude sur le diamètre des trous.

La figure III.18 page 79 et la figure III.19 page 80 résument les effets de la composition des mélanges Cl₂/N₂ sur le profil de gravure. De façon générale l'augmentation du taux d'azote s'accompagne d'une réduction de la rugosité des flancs grâce à un effet de passivation, conformément à ce qui avait été observé par Atlasov [53] avec des mélanges

BCl_3/N_2 . Les résultats pour les grands diamètres (168 et 220 nm) sont particulièrement satisfaisants, la composition à 33% d'azote paraissant être optimale pour assurer la verticalité des flancs. Par contre on ne peut s'affranchir complètement de la rugosité dans le cas d'un diamètre 100 nm. Cette dégradation peut être attribuée à une mauvaise évacuation des produits volatils issus de la gravure en raison du fort rapport de forme (effet "bowing"). La rugosité obtenue dans le cas du profil à 33% d'azote et observée sur nos échantillons (figure III.10 page 70) pourrait être réduite en augmentant le taux d'azote au détriment d'une perte mineure de verticalité. On peut toutefois noter que l'augmentation du taux d'azote s'accompagne d'une réduction de la sélectivité du masque de silice consécutif à une diminution de la vitesse de gravure du GaAs. Cette sélectivité chute en effet de 24 à 12 lorsque le taux d'azote augmente de 22 à 50%. L'inclinaison positive des flancs observée pour le taux d'azote à 50% est ainsi causée par une passivation azote trop importante au niveau des flancs (effet "tapering").

Toutes ces expériences ont été menées avec un suscepteur en GaAs. La taille et la nature de ce suscepteur impliquent des effets de macroloading important (inhomogénéité de la surface à graver) qui se traduisent par une baisse significative de la vitesse de gravure du GaAs et de la sélectivité du masque de silice. A travers ces effets de macroloading, nous avons des conditions de gravure qui changent selon l'usure du suscepteur. Pour supprimer ces effets, nous avons remplacé le suscepteur en GaAs par un suscepteur en silicium. Le changement du suscepteur a provoqué une forte augmentation de la vitesse de gravure et de la sélectivité (figure III.20 page 80). Pour un taux d'azote à 50%, la sélectivité a atteint une valeur de 28 avec le suscepteur en silicium alors qu'elle était de 12 avec le suscepteur en GaAs. La figure III.21 page 81 met en évidence pour des taux d'azote supérieurs à 50% l'amélioration de l'inclinaison des flancs par l'utilisation d'un suscepteur en silicium.

La figure III.22 page 82 illustre l'apport d'un fort taux d'azote sur l'amélioration de la rugosité en complément de l'utilisation d'un suscepteur en silicium. Un taux de 62,5% d'azote permet notamment de limiter l'effet bowing tout en assurant une verticalité des flancs satisfaisante dans le cas de diamètres de trous de 100 nm. A noter que la ligne de gaz N_2 est bloquée à 50 sccm en débit, ce qui fait que nous avons dû baisser le débit global de 90 sccm à 80 sccm pour pouvoir atteindre ce pourcentage d'azote. Pour des diamètres supérieurs à 100 nm, le mélange à 55% d'azote est préférable car il offre un résultat meilleur en terme de verticalité.

Pour résumer, si on compare les résultats obtenus dans le cadre des conditions optimales de gravures réalisées avec un suscepteur en GaAs et celles réalisées avec un suscepteur en silicium, nous pouvons dire que les trous ont des qualités assez proches dans les deux situations. Cependant le suscepteur en silicium promet des résultats plus reproductibles (pas d'effet macroloading ni d'effet d'usure) que le suscepteur en GaAs.

III.3.4.3 Evaluation du temps de gravure

Les techniques de gravure par plasma sont des procédés qui dégradent la qualité des flancs de gravure. Ces défauts sont notamment des rugosités de surface qui peuvent altérer les propriétés optiques, et des défauts non visibles au MEB qui dégradent la qualité physicochimique des surfaces et peuvent être à l'origine de recombinaisons non radiatives. Une diminution de la photoluminescence est généralement observée lors de la gravure de puits

Diamètre 100 nm				
Diamètre 168 nm				
Diamètre 220 nm				
$Cl_2/N_2 \rightarrow$ (SCCM)	80/10	70/20	60/30	45/45
$\frac{N_2}{Cl_2+N_2} \rightarrow$	11%	22%	33%	50%

FIGURE III.18 – Influence du taux d'azote sur la gravure ICP-RIE avec suscepteur en GaAs, pour des trous de 100 nm sur un réseau carré avec un pas de 200 nm, des trous de 168 nm sur un réseau hexagonal avec un pas de 300 nm, et enfin des trous de 220 nm de diamètre sur un réseau aléatoire (densité de 6,4 motifs par μm^2).

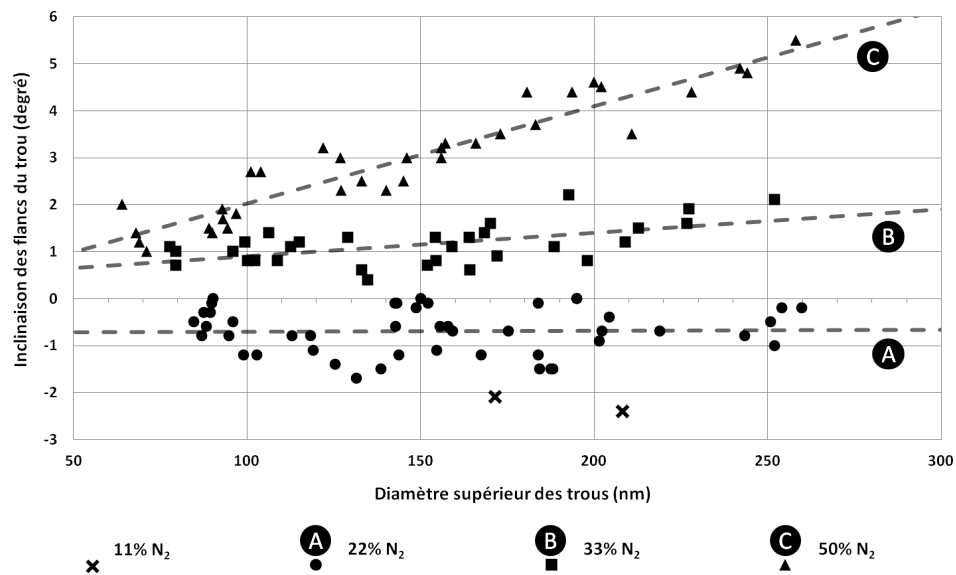


FIGURE III.19 – Angle d’inclinaison des flancs des trous en fonction du diamètre supérieur pour 4 mélanges Cl₂/N₂. Le suscepteur utilisé est à base de GaAs, les courbes A B C en pointillées correspondent aux courbes de tendance linéaire pour les séries de points associées.

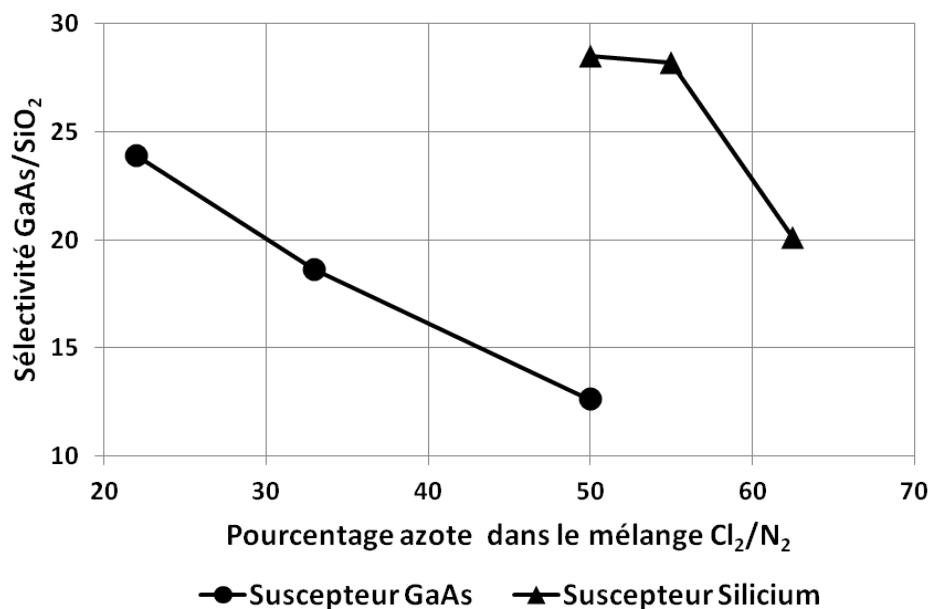


FIGURE III.20 – Sélectivité du masque de silice en fonction du taux d’azote pour deux types de suscepteur, GaAs et silicium

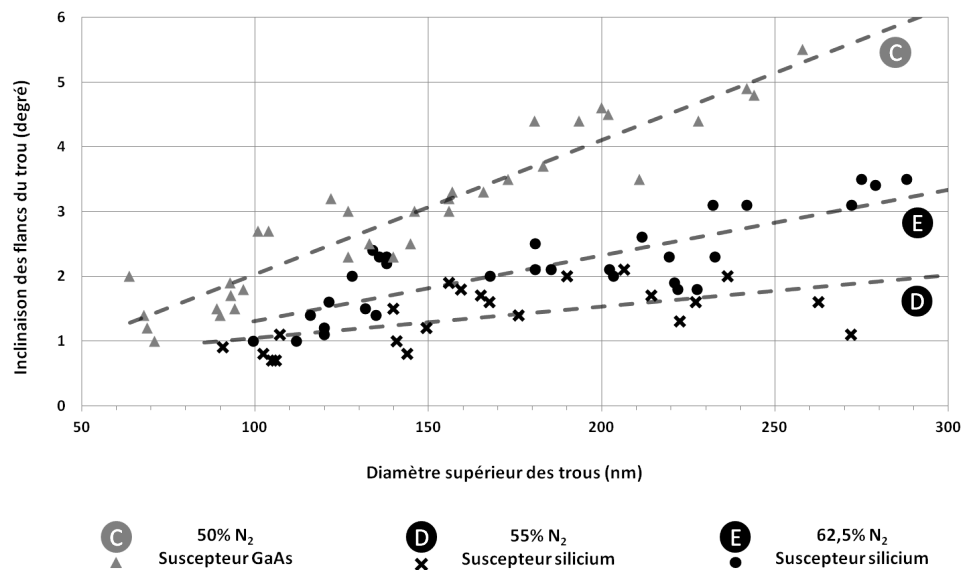


FIGURE III.21 – Angle d'inclinaison des flancs des trous en fonction du diamètre supérieur pour des gravures ICP-RIE avec suscepteur en silicium pour un taux à 55% d'azote ($Cl_2/N_2 = 40/50$ sccm) et 62,5% d'azote ($Cl_2/N_2 = 30/50$ sccm). Le résultat de la gravure ICP-RIE avec suscepteur en GaAs pour un taux à 50% d'azote est inséré pour permettre un comparatif entre les courbes. Les courbes A B C en pointillées correspondent aux courbes de tendance linéaire pour les séries de points associées.

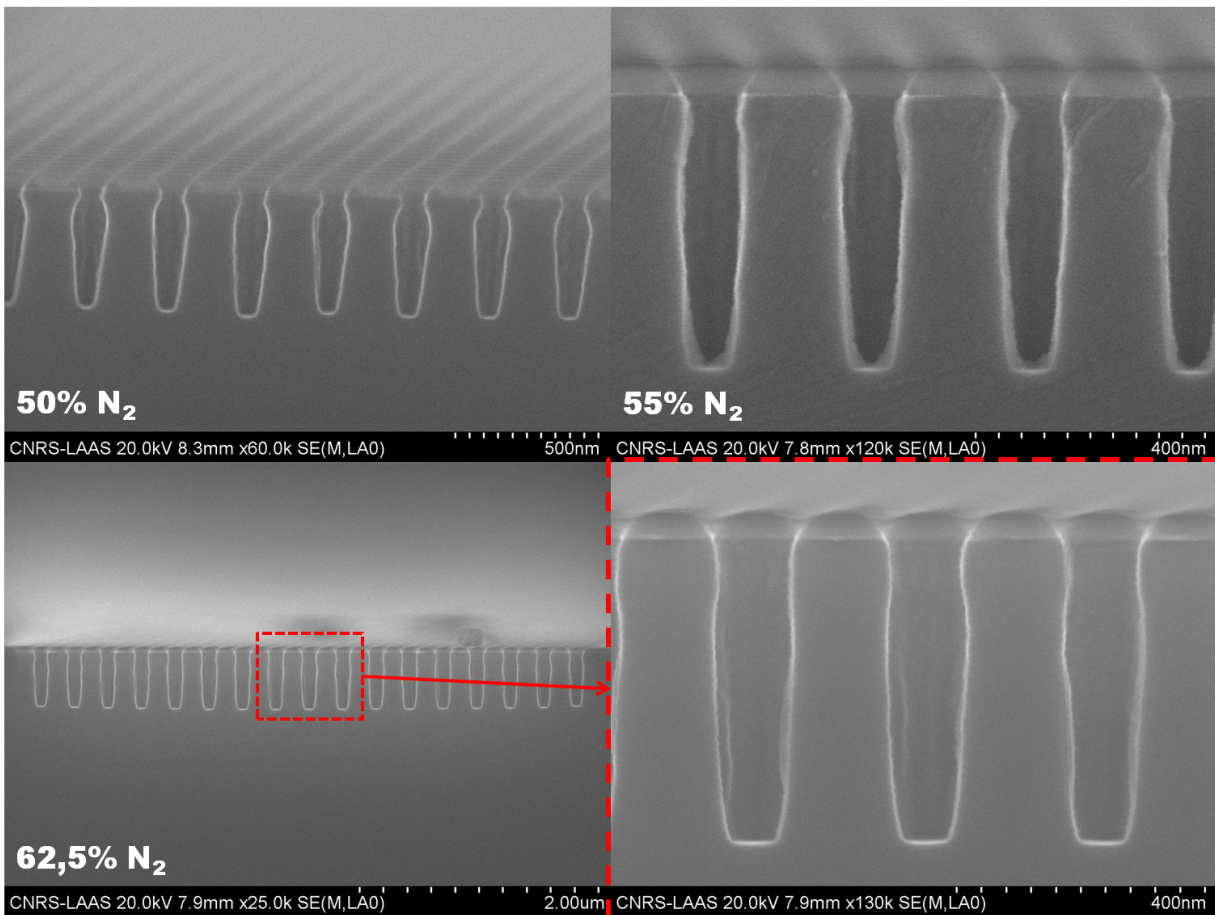


FIGURE III.22 – Profil de gravure des trous de 100 nm sur un réseau carré au pas de 200 nm, pour $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 45/45$ sccm (50% N₂), $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 40/50$ sccm (55% N₂) et $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 30/50$ sccm (62,5% N₂), avec utilisation d'un suscepteur en silicium.

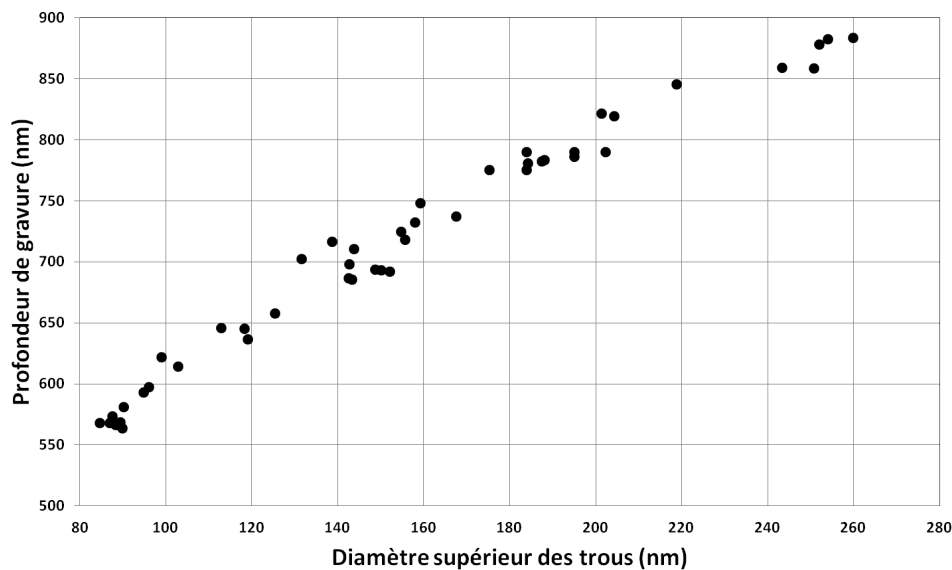


FIGURE III.23 – Mise en évidence de l’effet ARDE. Exemple d’une gravure dans des conditions de flux $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 70/20$ sccm pour une durée de gravure de 40 secondes.

quantiques. Plus la durée de gravure augmente plus la photoluminescence diminue [52]. Il est donc essentiel de ne pas surévaluer le temps nécessaire pour graver l’épaisseur de la membrane. C’est pourquoi nous avons élaboré un modèle balistique de la gravure du GaAs afin de déterminer la durée optimale pour graver un trou sur l’épaisseur de la membrane.

La vitesse de gravure varie en fonction du diamètre des trous, comme le montre la figure III.23 illustrant le résultat issu d’une gravure précédente. Les trous de petits diamètres sont gravés plus lentement que les trous de grands diamètres. Ce phénomène est communément observé en gravure plasma pour des motifs submicroniques et porte l’acronyme ARDE pour *Aspect Ratio Dependand Etching* (gravure dépendante du rapport d’aspect ou rapport de forme) [43]. Cet effet est provoqué par les différences de trajectoires entre les ions incidents qui viennent graver la cible. Ces trajectoires sont décrites par une Fonction de Distribution Angulaire des Ions (FDAI) [54]. Il résulte de cet effet les propriétés suivantes :

- la vitesse de gravure décroît lorsque le rapport de forme du motif augmente. Cela implique que la vitesse de gravure d’un applat (motif de très grande taille) est plus élevée que celle d’un trou, la vitesse de gravure d’un trou étant d’autant plus réduite que le diamètre est faible,
- le rapport de forme augmente au cours de la gravure, par conséquent la vitesse de gravure d’un trou diminue au cours du temps,
- l’augmentation de la pression élargit la distribution angulaire des ions et accentue l’effet ARDE. Il est donc préférable de travailler à basse pression pour diminuer ces effets [55].

Le modèle balistique que nous avons développé permet de prévoir la dynamique de gravure d’un trou quel que soit son rayon, pour des conditions de gravure données. Ces

conditions sont fixées par le bâti de gravure, le rapport de flux, la pression, la nature et la température du suscepteur ... Le but du modèle est de décrire la gravure par une fonction de distribution angulaire des ions de type gaussienne, dont l'écart type sera caractéristique des conditions de gravure. Pour un trou de rayon donné la profondeur de gravure pourra être obtenue à partir de l'évaluation du nombre d'ions qui ont effectivement contribué à la gravure.

Compte tenu des conditions de gravure (basse pression, forte puissance plasma pour assurer un degré d'ionisation élevé), nous avons considéré les hypothèses suivantes :

1. la gravure résulte essentiellement de l'action du bombardement ionique,
2. la libre diffusion des radicaux sur la cible n'est pas prise en compte,
3. tous les effets balistiques plus complexes (rebonds sur les parois par exemple) sont négligés,
4. les ions ont la même efficacité d'érosion quel que soit l'angle d'incidence.

La fonction de distribution angulaire des ions incidents $\phi(\theta)$ peut être décrite à partir d'une distribution gaussienne [56, 57].

$$\phi(\theta) = \exp [- (\theta/\sigma)^2] \quad (\text{III.1})$$

où σ représente l'écart type de la fonction de distribution caractéristique de l'ensemble des conditions opératoires d'une gravure donnée. La variable $\alpha(R,P)$ représente l'angle balistique limite permettant à l'ion d'atteindre le centre du fond du motif. Pour un rayon R de trou donné, la profondeur du trou $P(R,t)$ évolue dans le temps en fonction d'une fraction d'ion utile qui détermine la vitesse de gravure $V(\alpha)$ selon les relations :

$$P(R,t) = \int_0^t V(R,t) dt \quad (\text{III.2})$$

$$V(\alpha) = V_\infty \cdot \frac{\int_0^\alpha \phi(\theta) d\theta}{\int_0^{90} \phi(\theta) d\theta} \quad (\text{III.3})$$

où V_∞ correspond à la gravure d'un trou de diamètre infini (gravure d'un applat, confère figure III.24 page suivante).

Nous avons appliqué ce modèle à l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour plusieurs conditions de gravure. Ces conditions ont été précisées dans la partie précédente. Nous avons comparé les profondeurs de gravure en fonction du rapport de flux Cl_2/N_2 et dans les deux cas de suscepteur (GaAs et silicium). Les profondeurs sont issues d'observation MEB de trous gravés selon les motifs des tests précédents (figure III.17 page 77), pour plusieurs conditions d'insolation qui ont permis de couvrir une grande plage de diamètre de trous. L'ensemble des cas de gravure a pu être modélisé avec un excellent accord théorie expérience par la méthode des résidus. La figure III.25 page suivante donne un exemple de l'application du modèle dans le cas d'une gravure avec un flux $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 30/50$ sccm et pour un suscepteur en silicium. Ces conditions de gravure peuvent être représentées par

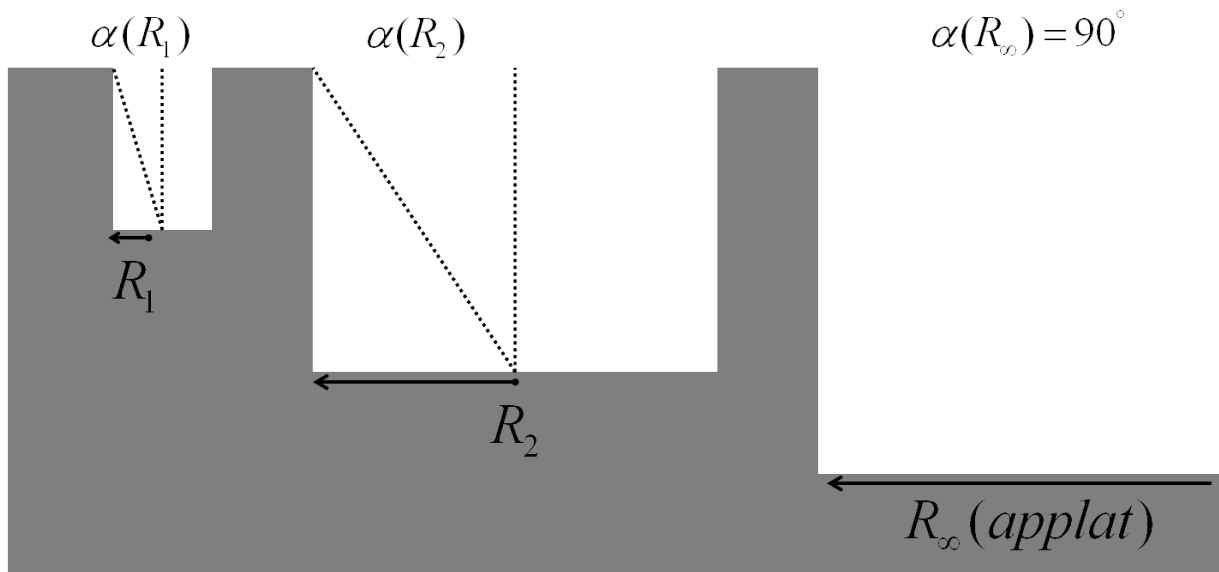


FIGURE III.24 – Illustration des différences de vitesses de gravure de trous en fonction de l'angle limite d'accès aux ions. L'applat de rayon infini a une vitesse constante au cours de la gravure.

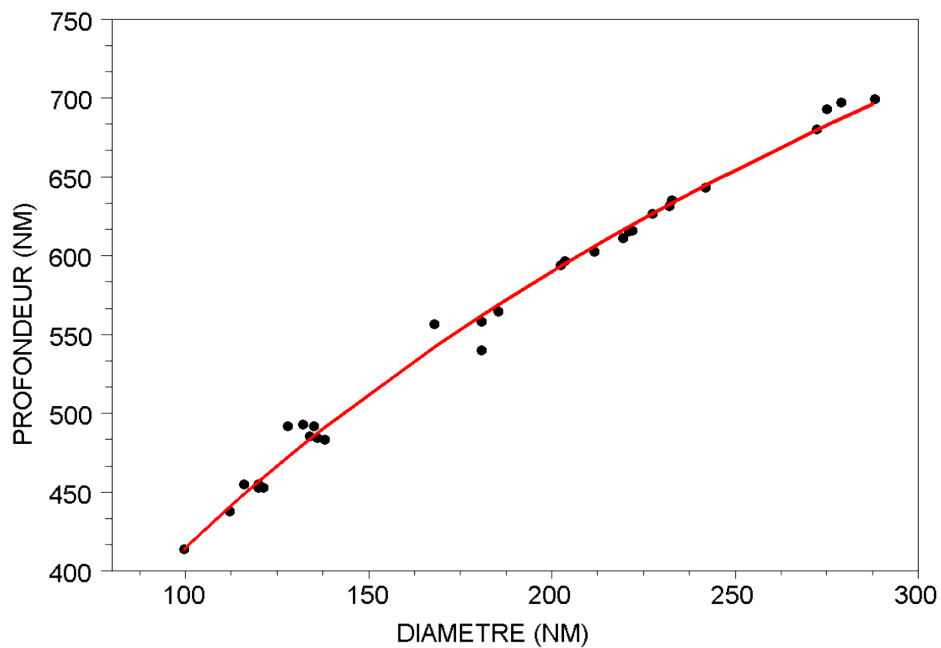


FIGURE III.25 – Profondeurs de gravure en fonction du diamètre des trous pour une gravure de 80 secondes avec un mélange $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 30/50$ sccm et un suscepteur en silicium. La série de points correspond aux valeurs expérimentales tandis que la courbe rouge représente les valeurs du modèle pour une distribution gaussienne avec un σ de $30,1^\circ$ et un V_∞ de 865 nm/min.

Matériau	Conditions de gravure	durée	σ
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 70/20 sccm, suscepteur en GaAs	40''	35,8
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 60/30 sccm, suscepteur en GaAs	45''	27,7
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 45/45 sccm, suscepteur en GaAs	25''	28,9
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 45/45 sccm, suscepteur en GaAs	60''	29,7
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 45/45 sccm, suscepteur en silicium	60''	29,1
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 40/50 sccm, suscepteur en silicium	70''	29,3
GaAs	Cl ₂ /N ₂ = 30/50 sccm, suscepteur en silicium	80''	30,1

TABLE III.2 – Résumé des valeurs σ obtenues par le modèle balistique pour différentes durées et conditions de gravure.

une distribution gaussienne caractérisée par un σ de 30,1°. Le tableau III.2 page 86 résume le résultat de la modélisation des différentes conditions de gravure.

L'analyse de ces résultats met en évidence que la distribution angulaire des ions est caractérisée par une valeur σ voisine de 30° indépendamment du temps de gravure. Ainsi l'hypothèse de conditions de gravure stables dans le temps, sous-jacente à notre modèle phénoménologique, peut être considérée comme correcte au vu de la qualité de l'accord théorie expérience obtenu.

La stabilité du paramètre σ obtenue avec un suscepteur en silicium confirme l'intérêt de ce suscepteur par rapport à un suscepteur en GaAs, pour assurer les conditions stables et reproductibles.

En conséquence, les temps de gravure de trous peuvent être aisément calculés en fonction de leur rayon à partir de la valeur de σ et de la vitesse de gravure V_∞ . Nous avons vérifié que le paramètre σ restait stable dans le temps au cours de nos différentes expérimentations. Par contre la sensibilité de V_∞ aux conditions de gravure nous permet de préconiser un étalonnage préalable de ce paramètre avant la gravure de la membrane. La figure III.26 page suivante donne un exemple des variations de la vitesse V_∞ pour les différentes conditions de flux qui ont été déterminées dans la partie précédente. L'ensemble de ces valeurs permet de déduire la durée requise pour assurer la gravure d'une membrane de 300 nm pour deux conditions de gravure définies précédemment (figure III.27 page 88, 55% et 62,5% d'azote avec un suscepteur en silicium). Pour un diamètre de trous de 115 nm par exemple, la durée requise pour graver l'épaisseur de cette membrane est de 33 secondes pour le mélange à 55% d'azote, et de 43 secondes pour le mélange à 62,5% d'azote.

III.3.5 Passivation des défauts de surface

III.3.5.1 Introduction

Les recombinaisons de surface représentent des courants de fuites susceptibles de dégrader les performances d'un dispositif. Ces effets sont généralement prépondérants sur des structures ayant un rapport surface/volume important et de plus la gravure ICP-RIE dégraderait la qualité des flancs de gravure [58, 59]. Il semble donc important d'essayer

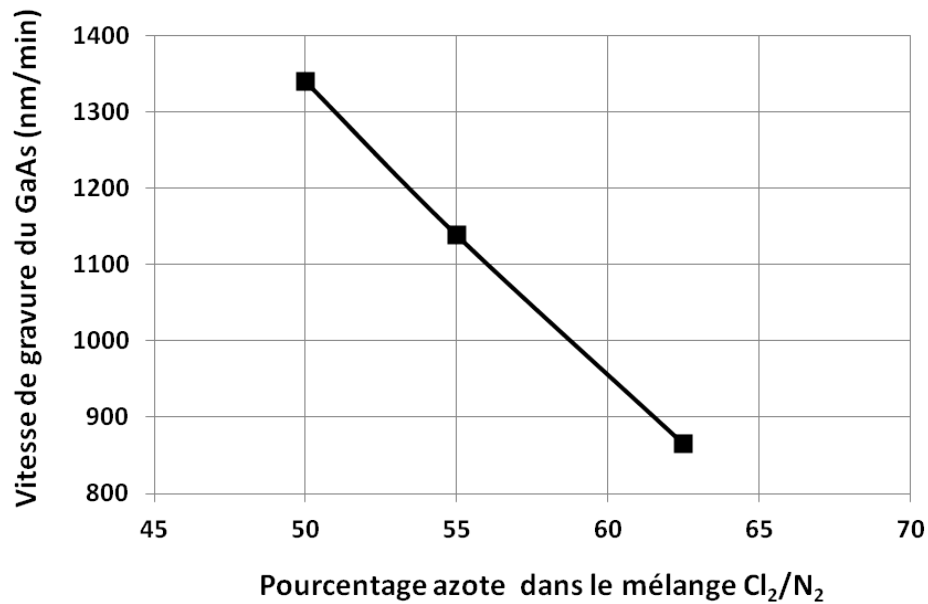


FIGURE III.26 – Vitesses de gravure du GaAs mesurées à partir des motifs aplatis en fonction du pourcentage d'azote dans le mélange Cl_2/N_2 , dans le cas d'un suscepteur en silicium.

de réaliser une passivation électronique de la surface, limitant l'impact de ces défauts recombinants.

Nous présentons dans la partie III.3.5.2 page suivante les effets de la passivation soufre en solution aqueuse sur les performances d'un laser membranaire à cristal photonique. La partie III.3.5.3 page 89 montre les limitations du procédé et présente les principales alternatives rapportées dans la littérature pour pallier à celles-ci. La partie III.3.5.4 page 90 expérimente l'une des solutions alternatives et compare ses effets avec ceux du procédé de passivation de départ. L'analyse des résultats laisse apparaître des voies d'améliorations nouvelles et originales.

III.3.5.2 Passivation soufre

Le premier résultat sur l'augmentation des performances d'un dispositif en GaAs grâce à la passivation soufre a été obtenu par Sandroff en 1987 [60] avec du Na_2S . Plus récemment une expérience de passivation soufre avec $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ a permis de diminuer de 27% le courant de seuil d'un laser défini par une structure photonique réalisée sur une membrane en GaAs contenant des puits quantiques GaInAs [61].

Nous disposons d'une méthode de passivation soufre à base de thioacétamide, un composé solide de formule $\text{C}_2\text{H}_5\text{NS}$, développé par Paynee Linghan Li (doctorant au Tokyo Institute of Technology) lors d'un séjour au laboratoire. La solution de passivation est obtenue par dissolution de 600 mg de thioacétamide dans 4,5 mL de NH_4OH 28% et 40,5 mL d'eau DI. L'échantillon est plongé durant 5 minutes dans la solution chauffée à 90°C

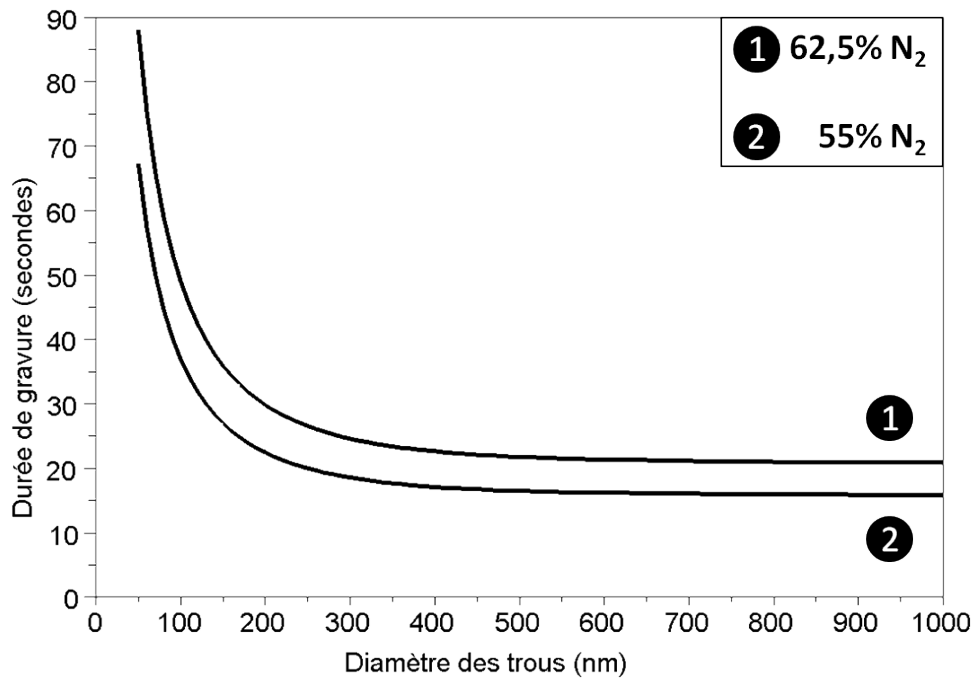


FIGURE III.27 – D’après le modèle balistique, temps nécessaire pour graver des trous à travers une membrane de GaAs de 300 nm d’épaisseur par l’intermédiaire d’un masque de silice de 100 nm d’épaisseur. Les 2 courbes correspondent à deux conditions de gravure spécifiques : pour le cas 1, la gravure est effectuée avec un mélange $\text{Cl}_2/\text{N}_2=30/50$ sccm (62,5% d’azote). La vitesse de gravure du GaAs (V_∞) est égale à 865 nm/min et la vitesse de gravure du masque de silice est de 43 nm/min. Nous avons une fonction de distribution angulaire des ions incidents gaussienne avec un σ égale à $30,1^\circ$. Pour le cas 2, nous avons un mélange de gaz $\text{Cl}_2/\text{N}_2 = 40/50$ sccm (55% d’azote) et une valeur de σ égale à $29,3^\circ$. La vitesse de gravure du GaAs vaut dans ce cas 1138 nm/min et celle du masque de silice est de 40 nm/min.

puis rincé à l'eau DI et séché à l'azote.

Les premiers essais de passivation à l'aide de cette solution ont été réalisés sur un laser DFB à cristal photonique contenant des puits quantiques $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$. Les résultats montrent un effet positif de la passivation avec une diminution initiale d'un facteur 2 du seuil laser et une augmentation du rendement. D'autres expériences ont néanmoins montré l'absence de stabilité de cette passivation au cours du temps et pendant les phases de pompage optique. En effet nous avons obtenu 5 jours après l'étape de passivation des spectres de photoluminescences identiques à ceux avant passivation. Nous avons également remarqué une diminution de l'intensité de photoluminescence au cours du pompage optique ce qui semble indiquer que la couche de passivation n'est pas stable non plus à l'usage.

Cette absence de stabilité de la passivation soufre en solution aqueuse est connue [62].

III.3.5.3 Limitations et alternatives

La passivation soufre à base de thioacétamide en solution aqueuse n'est pas stable sur GaAs ni dans le temps ni à l'usage. Ce résultat est général pour tous les types de composés soufre (Na_2S etc.) en solution aqueuse [63].

Il existe d'autres techniques de passivation qui possèdent de meilleures stabilités chimiques. Nous présentons ci-dessous quelques unes d'entre elles.

Passivation azote avec hydrazine Berkovits [64] utilise une solution à base d'hydrazine (N_2H_4) pour parvenir à une chimisorption efficace de l'azote avec le gallium sur une surface de GaAs(100). Cette technique de passivation combine à la fois des réactions acides-bases permettant d'obtenir une surface riche en gallium et une réaction d'oxydo-réduction permettant de réaliser des liaisons Ga-N en surface. Cette passivation présente une stabilité chimique exceptionnelle avec des mesures montrant une absence d'oxydation du GaAs plusieurs mois après traitement malgré une exposition continue à l'air ambiant. Cette même équipe signale dans un autre article [63] une diminution de seulement 50% de l'intensité de photoluminescence après un vieillissement de 3 ans du GaAs. Cette passivation offre des gains d'intensité de photoluminescence supérieurs à ceux des passivations de type Na_2S ou $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ comme l'atteste la figure III.28 page suivante.

Passivation azote par procédé plasma La passivation azote par procédé plasma est intéressante car elle évite le recours à l'hydrazine. Cette technique se déroule en enceinte fermée et contrôlée ce qui permet d'obtenir des résultats reproductibles. De bons résultats ont été obtenus par Masuda [65] ou Losurdo [66]. Ces équipes utilisent un plasma soit à base de NH_3 soit combinant N_2 et H_2 . L'utilisation combinée d'azote et d'hydrogène permet de former simultanément des liaisons Ga-N en surface et de l'arsine (AsH_3), volatile à haute température. Les passivations ainsi obtenues semblent stables dans le temps. Ces deux équipes montrent que les durées d'exposition au plasma, la composition chimique de celui-ci, et les températures de l'échantillon (de l'ordre de 300°C) sont critiques pour obtenir une chimie satisfaisante.

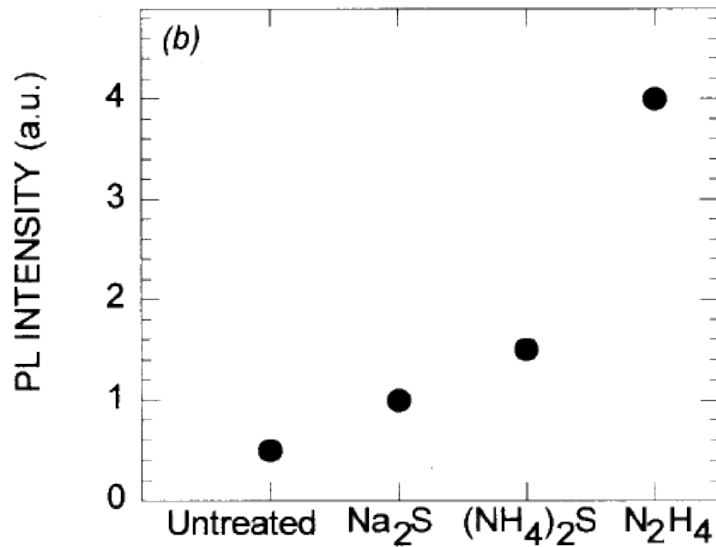


FIGURE III.28 – D’après Berkovits [64], intensités de photoluminescence du GaAs obtenues en fonction du composé utilisé pour la passivation : non traité, composés soufre (Na_2S et $(NH_4)_2S$) et composé azote (hydrazine : N_2H_4).

Passivation soufre en solution alcool Une équipe Russe de l’Institut IOFFE propose une voie alternative à celles déjà étudiées. Celle-ci repose à nouveau sur une passivation à base de soufre, mais la chimie de la réaction est réalisée en solvant organique et non aqueux. La stabilité de la passivation électronique ainsi que les gains d’intensités de photoluminescence sont, dans le cas de solutés sulfures, inversement proportionnels à la constante diélectrique du solvant [62]. En utilisant une passivation réalisée à température ambiante en 1 minute, ces auteurs montrent un très fort gain de luminescence, variant en fonction du solvant utilisé (figure III.29 page suivante).

III.3.5.4 Comparaison expérimentale des passivations soufre et azote

Nous avons établi une collaboration avec le professeur Berkovits et le professeur Ulin de l’institut physico-technique IOFFE de Saint Pétersbourg pour réaliser des expériences de passivation azote avec hydrazine. Nous avons mis en place le plan d’expérience suivant :

La structure de test est à base de GaAs et contient 5 puits quantiques $Ga_{0.8}In_{0.2}As$ séparés par 20 nm de barrière GaAs et enterrés à 100 nm de la surface. Les puits émettent à une longueur d’onde de 980 nm. Il n’y a pas de couche sacrificielle AlGaAs ce qui signifie qu’il n’y a pas de structure de guide vertical. De plus nous avons choisi de réaliser un cristal photonique de trous de 224 nm de diamètre mais répartis de façon parfaitement aléatoire sur une surface de $40 \times 40 \mu m^2$. Cette double configuration supprime tout effet diffractif et tout effet de microcavité afin de ne pas perturber les mesures de luminescence. Chaque échantillon possède 6 réseaux aléatoires avec des facteurs de remplissage en trous différents. Les précautions prises plus haut (pas de structure verticale, pas de maille photonique) permettent de s’assurer qu’aucun des 6 motifs ne présente d’effet photonique qui pourrait

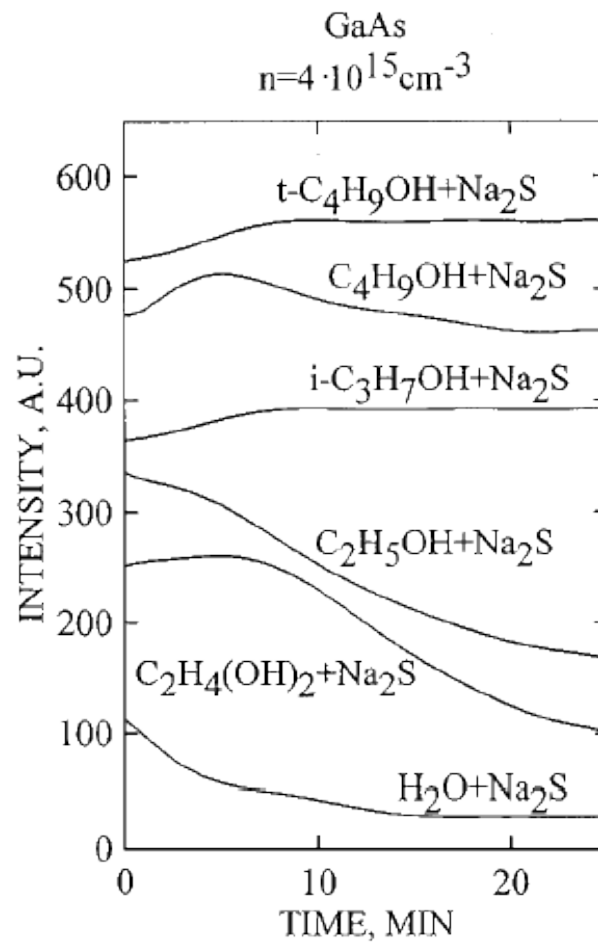


FIGURE III.29 – D'après Bessolov [62], variation de l'intensité de photoluminescence du GaAs(100) au cours du temps pour des traitements de passivation soufre réalisés dans différents solvants.

Rapport d'échelle	Densité (trous/ μm^2)	Facteur de remplissage des trous
1.0	6.4	25%
1.1	5.3	21%
1.5	2.8	11%
2.0	1.6	6%
5.0	0.25	1%
10.0	0.06	0.5% <

TABLE III.3 – Caractéristiques des réseaux aléatoires de trous pour l'expérience de passivation azote avec hydrazine et soufre au thioacétamide.

Echantillon	Proportion Cl_2/N_2 (sccm)	Conditions de passivation
1	80/10	azote base faible
2	80/10	azote base forte
3	45/45	azote base faible
4	45/45	azote base forte
5	80/10	soufre
6	45/45	soufre
7	80/10	Aucune
8	45/45	Aucune

TABLE III.4 – Synthèse des échantillons pour l'étude de la passivation azote et soufre.

venir fausser la mesure en modifiant le diagramme d'émission du motif. La quantité de luminescence collectée expérimentalement sera donc uniquement affectée par les défauts non radiatifs à la surface des trous. Le tableau III.3 page ci-contre résume les caractéristiques des 6 réseaux.

Nous avons réalisé 8 échantillons en utilisant les conditions du procédé de référence avec un masque de silice et un suscepteur en GaAs, à l'exception des mélanges de gaz Cl_2/N_2 que nous avons modifié. Nous avons séparé les échantillons en deux groupes qui se différencient par le mélange Cl_2/N_2 utilisé pour la gravure ICP-RIE du matériau : un mélange à faible taux d'azote (11%) et un mélange à fort taux d'azote (50%). Nous souhaitons vérifier si la gravure ICP-RIE avec le mélange à fort taux d'azote ne produit pas déjà un effet de passivation azote par procédé plasma. Nous avons gardé un échantillon de référence pour chaque groupe. Sur les trois échantillons restants, l'un a passé une étape de passivation soufre dans les conditions indiquées au paragraphe III.3.5.2 page 87, les deux autres (4 en comptant les deux groupes) ont été envoyés au professeur Berkovits et au professeur Ulin afin qu'ils soient passivés azote avec l'hydrazine selon deux conditions de milieu : un milieu base faible et un milieu base forte. Le tableau III.4 fournit un récapitulatif des conditions de passivation des 8 échantillons. La figure III.30 page suivante montre l'ensemble des réseaux de tests avec un agrandissement des réseaux aux rapports d'échelles de 2 et 10.

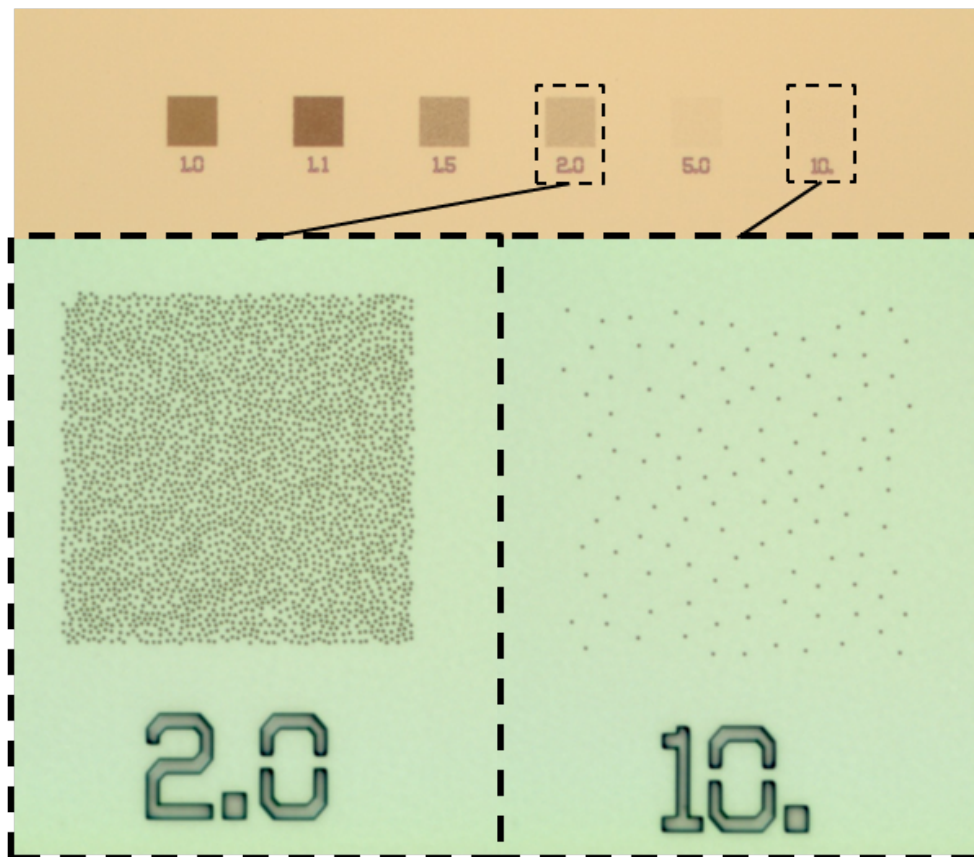


FIGURE III.30 – Photos des 6 réseaux de tests après la gravure ICP-RIE Cl_2/N_2 à 11% d'azote, avec un agrandissement des rapports d'échelles 2 et 10. Chaque réseau représente une surface de $40 \times 40 \mu\text{m}^2$.

La figure III.31 page 94 montre les intensités de photoluminescence au cours du temps recueillies sur les réseaux aléatoires aux facteurs de remplissage de 6, 11 et 25% gravés avec le mélange à 11% d'azote, pour l'échantillon passivé azote en base faible, pour l'échantillon passivé soufre, et pour celui non passivé. L'excitation du milieu est obtenue par un spot de pompe à 532 nm fonctionnant en régime pulsé. La tache de pompe fait 5 μm de diamètre et la densité de puissance fournie est d'environ 210 kW/cm^2 . Cette valeur est typique des densités de puissances que nous utilisons pour le pompage de structures lasers DFB à cristal photonique. Des résultats similaires ont été obtenues pour la passivation azote en base forte et pour la gravure à 50% d'azote. Les courbes de photoluminescences indiquent que :

1. le signal de photoluminescence décroît dans le temps quelles que soient les conditions d'études,
2. le signal de photoluminescence diminue lorsque le facteur de remplissage en trous augmente,
3. le signal de photoluminescence augmente dans l'ordre des conditions de passivations suivant : aucune passivation, passivation soufre, passivation azote.

En nous basant sur les intensités de photoluminescence à $t=0$, nous obtenons que le rapport des intensités de photoluminescence entre échantillons passivés (soufre et azote) et échantillons non passivés augmente avec le facteur de remplissage en trous, et de façon plus importante sur la passivation azote. Ces résultats montrent un effet de passivation au niveau des flancs des trous, et celui-ci est plus efficace avec la passivation azote qu'avec la passivation soufre. L'extraction de résultats quantitatifs est rendue difficile par la diminution progressive de l'émission des puits quantiques au cours du temps. Les autres facteurs de remplissage des réseaux aléatoires ont montré des propriétés identiques. En mesurant la photoluminescence au cours du temps sur les zones non structurées, c'est à dire sans les trous, nous avons également observé cette diminution de photoluminescence (figure III.32 page suivante).

Cette diminution est propre aux puits $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ incorporés dans une membrane GaAs. En effet ce problème n'a pas été observé sur des puits quantiques GaAs contenus dans une membrane $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ou sur des structures à puits $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$ incorporées dans un guide enterré. Une optimisation de notre matériau de gain sera donc nécessaire, et des travaux sont en cours.

Néanmoins, ces expériences nous montrent que la passivation azote et soufre est efficace dans le sens où elle augmente l'émission des puits quantiques en réduisant l'activité des défauts non radiatifs présent à la surface. En solution aqueuse, la passivation azote est plus efficace que la passivation soufre, ce qui est déjà mentionné dans la littérature. Nous avons aussi constaté une augmentation de la photoluminescence en dehors des zones structurées, ce qui indique que l'émission des puits est sensible aux défauts non radiatifs de surface. Cela se comprend dans le sens où ces puits se situent à forte proximité de la surface ($\sim 100 \text{ nm}$), c'est à dire dans des gammes de distances analogues au libre parcours moyen des porteurs générés.

Il semble dès lors intéressant pour optimiser nos composants d'empêcher ces porteurs de diffuser jusqu'à la surface du GaAs de la membrane. Pour cela nous proposons un

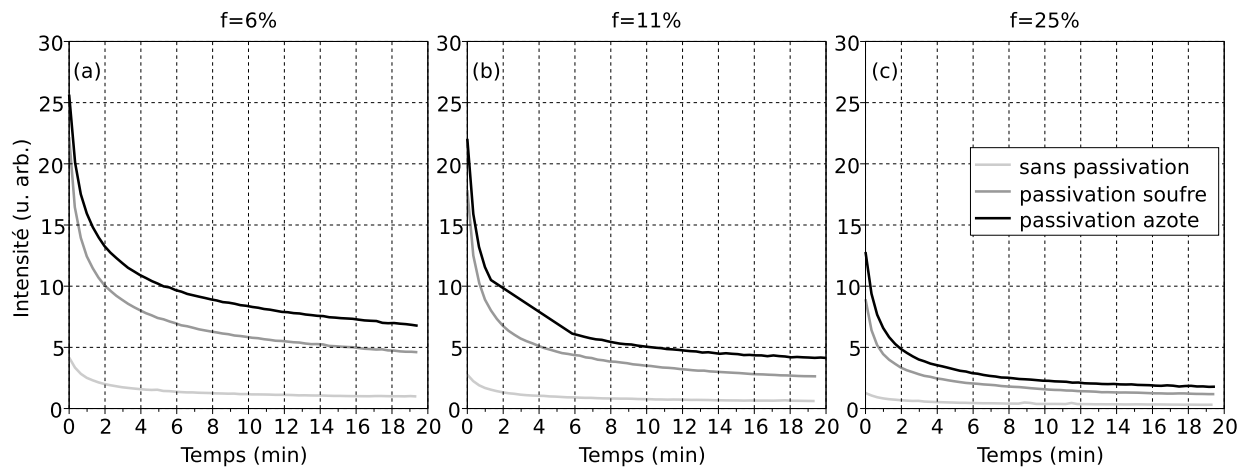


FIGURE III.31 – Intensités de photoluminescence au cours du temps au niveau des motifs aléatoires aux facteurs de remplissage en trous de 6, 11 et 25%, pour les échantillons passivés azote en base faible, soufre, et non passivés.

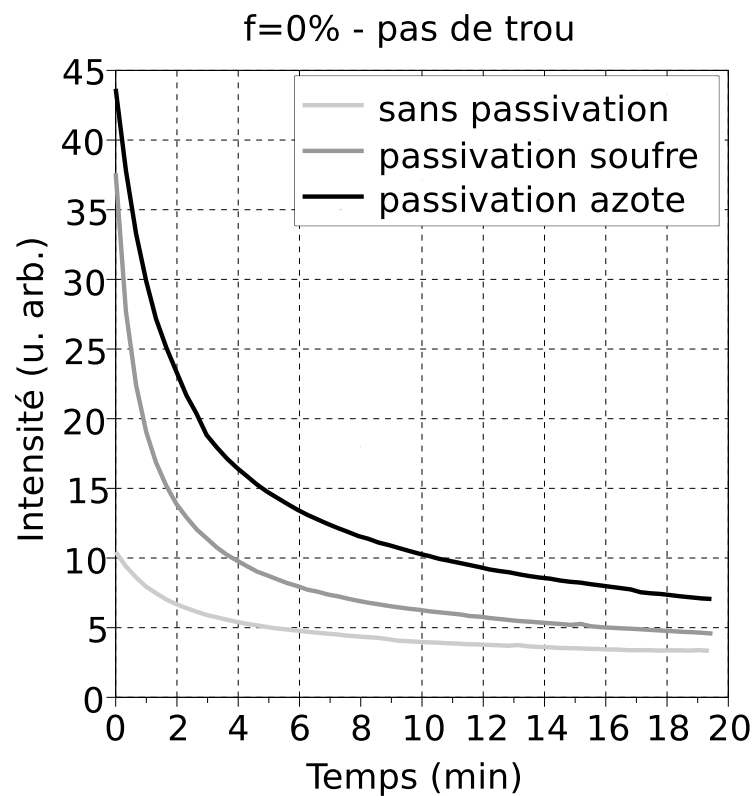


FIGURE III.32 – Intensités de photoluminescence au cours du temps en dehors des motifs pour l'échantillon passivé azote, soufre et non passivé.

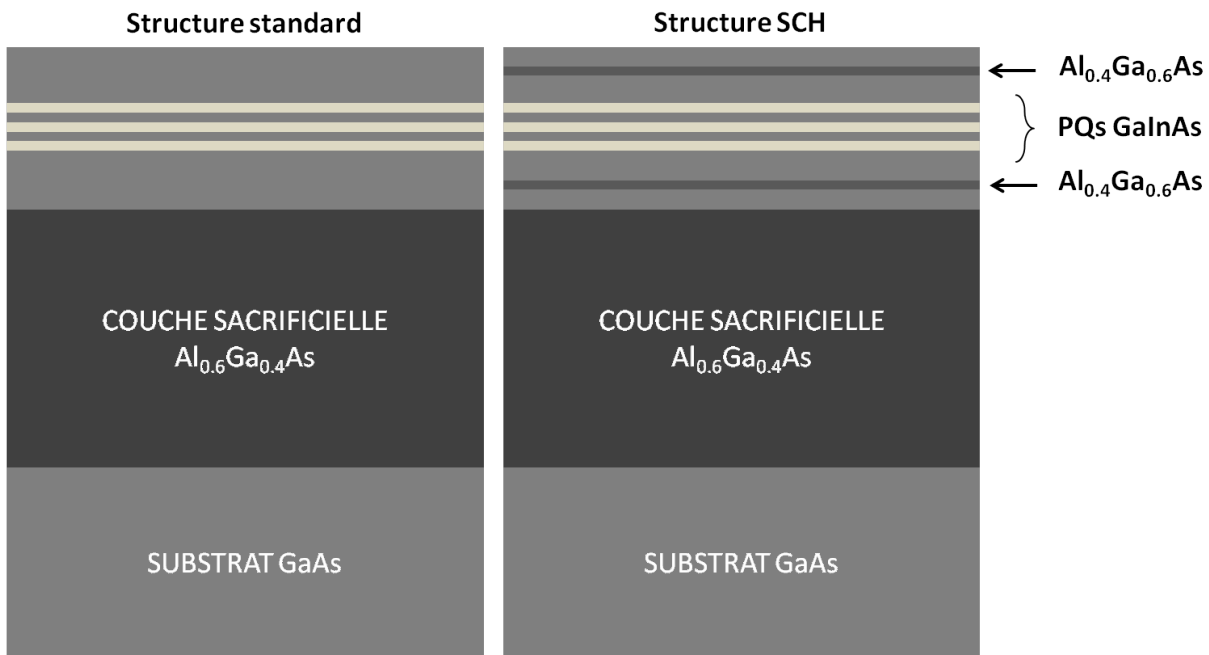


FIGURE III.33 – Illustration d’une structure de type double SCH pour le confinement des porteurs.

schéma d’hétérostructure original, mêlant à la fois la propriété de guide optique planaire (structure membrane) mais également de confinement électronique dans le plan. Il s’agit donc d’une structure de type double SCH (Separate Confinement Structure : Structure à Confinement Séparé). Le confinement des porteurs par les puits quantiques n’est pas suffisant, nous ajoutons une seconde barrière de confinement électronique. Une couche fine de grand gap située juste en dessous de la surface permet de confiner les porteurs dans le volume de la membrane. Les porteurs ne « voient » pas la surface et évitent ainsi les centres de recombinaisons non radiatifs (figure III.33). Une telle couche de confinement pourrait être une couche de 20 nm d’ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ située à 5 nm sous la surface. Ce taux d’aluminium est compatible avec la gravure humide au HF utilisée lors de l’étape de la libération de la membrane [48].

III.4 Conclusion

Dans une première partie, nous avons mis en évidence expérimentalement l’effet d’autocollimation à l’aide des mesures hyperspectrales sur des structures actives. Ces expériences ont permis de valider les choix de paramètres de maille effectués dans le chapitre précédent et de démontrer un effet d’autocollimation autour de la longueur d’onde visée de 1000 nm dans les structures membranaires fabriquées au laboratoire. Ces études nous ont aussi permis de confirmer la faible sélectivité spectrale de l’effet d’autocollimation. Des directions de propagation autocollimatées ont ainsi été observées sur une large gamme spec-

trale autour de 1000 nm. Enfin, ces observations ont aussi montré les limites des procédés de réalisation employés jusqu'ici. En effet les fortes pertes optiques et la forte diminution de la luminescence observées dans les zones à cristal photonique nous ont amené à revoir l'ensemble du procédé de fabrication. L'amélioration de ce procédé a porté sur :

- l'élimination des résidus sous la membrane après l'étape de libération par une solution KOH,
- une amélioration significative de la sélectivité du masque de PMMA en optant pour un fonctionnement en mode CCP-RIE plutôt que ICP-RIE afin d'améliorer le transfert des motifs dans le masque de silice,
- la détermination des conditions optimales de gravure de la membrane GaAs en ajustant la proportion des gaz Cl_2/N_2 et en utilisant un suscepteur en silicium.

L'étalonnage systématique issu d'une grande variété de motifs nous a permis de développer un modèle original simulant la progression de la gravure en fonction des dimensions des motifs. Ce modèle permet ainsi d'estimer la durée nécessaire pour graver le motif selon la profondeur requise.

Enfin nous nous sommes attachés à étudier différentes techniques de passivation susceptibles de réduire l'impact des recombinaisons non radiatives en surface de l'échantillon. Une passivation améliore la photoluminescence d'échantillons non passivés et l'azote présente une meilleure efficacité que le soufre dans le cas de solutions aqueuses. Les effets de passivation agissent à la fois sur la surface et le flanc des puits gravés.

CONCLUSION

Ce travail de thèse se place dans le contexte général de l'étude de l'apport éventuel des cristaux photoniques en régime d'autocollimation pour la conception de structures laser. Au début de cette thèse, seulement deux publications théoriques et aucune étude expérimentale traitaient de l'autocollimation dans les structures laser. Nos travaux se sont donc attachés à établir la faisabilité technologique et les premières bases conceptuelles permettant à terme la conception et la réalisation de cavités à autocollimation.

Nous avons ainsi mené une première étude de dimensionnement qui a permis de dégager des paramètres de conception de la maille photonique à même d'offrir un effet d'autocollimation dans des hétérostructures compatibles avec un effet laser. Nous avons précisé ces paramètres dans le cas de membranes GaAs incorporant un milieu actif émettant autour de $1\ \mu\text{m}$. La faible sensibilité à l'indice effectif de l'effet d'autocollimation nous laisse penser que des résultats similaires seraient obtenus dans d'autres hétérostructures actives.

Nous avons ensuite étudié les propriétés de guidage par autocollimation en se concentrant principalement sur la sélectivité spatiale et la sélectivité spectrale. Il ressort de ces études que les deux sélectivités sont intimement liées et que la sélectivité spatiale procurée par l'autocollimation est particulièrement avantageuse. Elle favorise entre autre la propagation de faisceaux monolobes de grande étendue latérale. Il s'agit d'un avantage exceptionnel pour la réalisation de guides monomodes à très grand volume en s'affranchissant du compromis habituel entre largeur et écart d'indice dans un guide réfractif. En outre, ces études ont montré la faible sélectivité spectrale du guidage par autocollimation, sélectivité d'autant plus faible que le mode considéré est de grande étendue latérale. Pour mener à bien ces études, nous avons mis au point un modèle simple de propagation de faisceau par décomposition en ondes planes. Ce modèle a été validé et utilisé avec succès. Sa simplicité et sa rapidité d'exécution ont permis des études paramétriques difficilement envisageable avec d'autres simulations plus poussées de type FDTD. Une prolongation naturelle de ces études pourrait concerner la propagation de faisceaux aux profils transverses plus complexes (modes d'ordre élevé, présentant des points chauds ou de l'automodulation de phase,...). Une limite de ces études est la non prise en compte des effets non-linéaires (gain, couplage porteurs/indice, effet Kerr, ...) et des effets thermiques. Pour raffiner ces études, il serait nécessaire d'intégrer ce modèle de propagation à l'intérieur de code de simulation plus complet adapté à l'étude de conception de cavités laser. La grande simplicité de notre modèle de propagation pourrait constituer un avantage pour son intégration dans les codes existant au LAAS (CLASS).

Nos réalisations expérimentales ont permis une première mise en évidence de l'effet d'autocollimation sur membrane de GaAs et ce pour un fonctionnement sur la première bande. Ces observations ont confirmé les choix de paramètres effectués au cours des études de conception. Elles ont aussi confirmé la faible sélectivité spectrale du guidage par autocollimation. Enfin, elles montrent que l'on peut obtenir conjointement émission et autocollimation à une même longueur d'onde au sein d'une structure active. Ces premières observations ont aussi montré la présence de pertes élevées et une diminution du gain au sein du guide à autocollimation. En particulier, les recombinaisons non-radiatives à la surface des trous constituent une part essentielle de cette diminution. Nous nous sommes

ainsi attachés à améliorer l'ensemble des étapes de fabrication. En particulier nous avons optimisé la gravure sèche pour améliorer la qualité des flancs des trous. De plus, nous avons mis au point un modèle simple de prédiction de durées de gravure afin de limiter au mieux les dégradations des surfaces. Nous avons aussi mené des études sur les voies de passivation des défauts électroniques à la surface des trous. Ces études sont particulièrement pertinentes compte tenu de la nature du matériau d'étude choisi (GaAs). Elles ont abouti à la mise au point d'un procédé de passivation soufre et au démarrage d'une collaboration internationale sur la passivation azote par voie humide. Elles ont aussi permis de mettre à jour la nécessité de concevoir des hétérostructures optimisées.

A l'issue de ces travaux, nous sommes convaincus que le guidage par autocollimation peut ouvrir de nouvelles perspectives pour la conception et la fabrication de diodes laser. Cependant il apparaît essentiel, comme pour toute cavité laser, d'arriver à minimiser les pertes et à garantir le meilleur gain modal possible. Dans l'optique d'une cavité entièrement définie par un guide à autocollimation, cela semble difficile avec les structures photoniques étudiées lors de ce premier travail. De nouvelles architectures de guide à autocollimation incluant dès le début les contraintes de gain modal sont à imaginer. Dans cette optique, nous avons proposé dans le cadre d'une collaboration avec Emmanuel Centeno du LAS-MEA, l'étude de structures à autocollimation qui alternent des zones non-structurées et des zones à cristal photonique. Les premiers résultats théoriques confirment l'obtention du guidage par autocollimation dans des structures comportant majoritairement des zones non-structurées où le gain optique n'est pas dégradé.

Annexe A

SIMULATIONS FDTD DE GUIDES À AUTOCOLLIMATION

Voici les fichiers de contrôle MEEP utilisés pour la simulation de la propagation de faisceaux gaussiens dans un milieu homogène ou dans un milieu à autocollimation :

```
1 ;
2 ;- PROPAGATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN DANS UN MILIEU HOMOGENE D'INDICE EQ -
3 ;
4 ;
5 ;
6 ;
7 ;
8 ;
9 ;
10 ;
11 ;
12 ;
13 ;
14 ;
15 ;
16 ;
17 ;
18 ;
19 ;; La source est de type Gaussienne, et debute sur la gauche de ce dessin.
20 ;; On met un indice equivalent au milieu avec CP
21 ;
22 ;----- PRECHARGEMENT DES FONCTIONS DE LISTING DES TROUS, SAUVEGARDE ETC -----
23 (load "/home/jcampos/Documents/meep/script/misc.ctl")
24 (load "/home/jcampos/Documents/meep/script/panelfonct.ctl")
25 ;
26 ;----- DECLARATION DES PARAMETRES -----
27 ;
28 ;
29 ; On se met en champ complexe!
30 (set! force-complex-fields? #t)
31 ; les fichiers h5 sorties seront en precision simple flottant!
32 (set! output-single-precision? #t)
33 ;----- DECLARATION DES INDICES -----
34 ; indice effectif equivalent, pris avec n_eff 2.9
35 ; et r/a de 0.3=>2.08+0.28=2.36
36 (define-param n_eff 2.36)
37 ; indice global de ma maille (pour estimer le Time Butoir)
38 (define nbis n_eff)
```

```

;-----
(set! dimensions 2) 39
(define a 1)
(define alarge (* a (sqrt 2))) 41
(define asmall (/ a (sqrt 2)))
; Nombre de periodes propagatives (en terme de a) 43
(define np 1000)
; fcen provient de MPB 1ere bande avec neff de 2.9 et r/a de 0.3 45
(define-param fcen 0.217768)
; largeur a mi hauteur du faisceau 47
(define-param fwhm (* 10 a))
(define landa (/ a fcen)) 49
; la source est decalée pour éviter les reflexions intempestives
(define sourceposx (+ (* 10 alarge) (/ asmall 2))) 51
; utile pour avoir une maille de taille multiple a alarge et dont
; les trous de bordure ne lechent pas les frontieres. 53
(define sx (+ (* (ceiling (/ (* np a) alarge)) alarge) (* 50 alarge)))
(define sy (* 40 fwhm)) 55
(define-param testgeom #f)
(define nx (round (/ sx alarge))) 57
(define ny (round (/ sy alarge)))
(define nynode 0) 59
(define T_butoir (+ (* n_eff sx) 50))
; defini le nombre de coupe temporelles sur une periode 61
(define N 12)
; Increment temporel pour les "prises de vue" h5 63
(define DeltaT (/ landa N))
(define sourceposx (+ (- (/ sx 2)) (* 10 alarge) (/ asmall 2))) 65
; zone de coupe pour la premiere tranche
; (en relatif par rapport a l'extremite gauche) 67
(define x0 (+ sourceposx (* 2 alarge)))
(define nx (if (odd? nx) nx (- nx 1))) 69
(define ny (if (odd? ny) ny (- ny 1)))
;----- PARAMETRES SAUVEGARDE FICHER ----- 71
(define fichier_source (get-filename-prefix))
(define-param dossier_sortie "toto") 73
(use-output-directory dossier_sortie)
(define destfile (string-append "save" fichier_source)) 75
;-----
;----- DESIGN GEOMETRIQUE ----- 77
;-----
;----- DEFINITION DE LA PML ET DES DIMENSIONS DE LA MAILLE DE CALCUL ----- 79
;-----
;-----
(set! eps-averaging? #f) 81
(set! geometry-lattice (make lattice (size sx sy)))
(set! default-material (make dielectric (index n_eff))) 83
(set! resolution 16)
;-----
;----- DEFINITION DES PML ----- 85
;-----
;-----
(set! pml-layers 87
(list 89

```

```

    (make pml (thickness 2) (direction Y) (strength 1))
    (make pml (thickness 10) (direction X) (strength 0.1))
  )
)
;-----
;----- DEFINITION DE LA SOURCE -----
;-----
; Je reprends la fonction Amplitude Gaussienne du 2D.
(define ( gaussian-amp vec3)
  (let*
    (
      ; position x % centre de la source
      ( pX (vector3-x vec3))
      ; position y % centre de la source
      ( pY (vector3-y vec3))
      ( wX (* 0.5 a) ) ; IFWHM selon le guide
      ( wY fwhm) ; IFWHM perpendiculaire au guide
      ( nX 0) ; nombre de noeuds selon le guide: laisser a 0
      ( nY nynode) ; nombre de noeuds perpendiculaire au guide
      ( rpX (/ pX wX)); reduced x position
      ( rpY (/ pY wY)); reduced y position
      ; polynomex de hermite en x et y
      ( hX (hermit nX (* (sqrt (/ 2 (log 4))) rpX) ) )
      ( hY (hermit nY (* (sqrt (/ 2 (log 4))) rpY) ) )
    )
    ; ce que la fonction renvoie
    (* (An nX) hX (expt 4 (- (expt (/ pX wX) 2)))
      (An nY) hY (expt 4 (- (expt (/ pY wY) 2)))
    )
  )
)
;-----
;----- APPLICATION DE LA SOURCE -----
;-----
;----- DEFINITION TEMPORELLE DE LA SOURCE -----
;-----
(set! sources
  (list
    (make source
      (src
        (make continuous-src
          (frequency fcen)
          (start-time 0)
          (end-time T_butoir)
          (cutoff 5)
        )
      )
    (component Hz)
    (center sourceposx 0)
    (size no-size sy)
    (amp-func gaussian-amp)
  )
)

```

```

)
)
;-----
;----- TEST -----
;-----
; copie fichier .ctl dans dossier de sortie
(backup-ctl fichier_source destfile dossier_sortie)
(cond
; si testgeom est true, on execute les lignes suivantes
; pour tester si la structure et la source sont bien calees
(testgeom
(run-until 1
(at-beginning output-epsilon)
(at-time 0.95 output-hfield-z)
)
)
)
;-----
;----- EXECUTIF (RUN) -----
;-----
(cond
; ce n'est pas un test, on fait tourner la simu
((not testgeom)
(run-sources
(at-beginning output-epsilon)
(at-every (/ T_butoir 4) output-hfield-z)
(at-end output-hfield-z)
)
)
)
)

```

ANNEXE/Dispersion-Mode-Gaussien-SansCP.ctl

```

;-----
;--- PROGRAMME DE VERIFICATION D'AUTOCOLLIMATION SUR LES CP A MAILLE CARRE
;-----
;
;
;
; | o o o o o o o o o o o o |
; | o o o o o o o o o o o o |
; | \ o o o o o o o o o o o o |
; | o \-- o o o o o o o o o o |
; | o o | o o o o o o o o o o |
; | o --/ o o o o o o o o o o |
; | o -/o o o o o o o o o o o |
; | /o o o o o o o o o o o o |
; | / o o o o o o o o o o o o |
; | o o o o o o o o o o o o |
; | o o o o o o o o o o o o |
;
;
; La source est de type Gaussienne, et debute sur la gauche de ce dessin.

```

```

;--- PRECHARGEMENT DES FONCTIONS DE LISTING DES TROUS, SAUVEGARDE ETC ... 21
-----
(load "/home/jcampos/Documents/meep/script/misc.ctl")
(load "/home/jcampos/Documents/meep/script/panelfonct.ctl") 23
;
;----- DECLARATION DES PARAMETRES ----- 25
;
; On se met en champ complexe! 27
(set! force-complex-fields? #t)
; les fichiers h5 sorties seront en precision simple flottant! 29
(set! output-single-precision? #t)
;----- DECLARATION DES INDICES ----- 31
; indice effectif membrane GaAs
(define-param n_eff 2.9) 33
; indice global de ma maille (pour estimer le Time Butoir)
(define nbis 2.5) 35
;
; (set! dimensions 2) 37
(define a 1)
(define alarge (* a (sqrt 2))) 39
(define asmall (/ a (sqrt 2)))
; Nombre de periodes propagatives (en terme de a) 41
(define np 1000)
(define rayon 0.3) 43
; fcen provient de MPB 1ere bande avec neff de 2.9 et r/a de 0.3
(define-param fcen 0.217768) 45
; largeur a mi hauteur du faisceau
(define-param fwhm (* 10 a)) 47
(define landa (/ a fcen))
; la source est decallee pour eviter les reflexions intempestives 49
(define sourceposx (+ (* 10 alarge) (/ asmall 2)))
; utile pour avoir une maille de taille multiple a alarge et dont 51
; les trous de bordure ne lechent pas les frontieres.
(define sx (+ (* (ceiling (/ (* np a) alarge)) alarge) (* 50 alarge))) 53
; on sait qu'on est autocollimate, donc inutile de mettre un sy de fou!!
(define sy (* 13 fwhm)) 55
(define-param testgeom #f)
(define nx (round (/ sx alarge))) 57
(define ny (round (/ sy alarge)))
(define nynode 0) 59
(define T_butoir (+ (* n_eff sx) 50))
; defini le nombre de coupe temporelles sur une periode 61
(define N 12)
; Increment temporel pour les "prises de vue" h5 63
(define DeltaT (/ landa N))
(define sourceposx (+ (- (/ sx 2)) (* 10 alarge) (/ asmall 2))) 65
; zone de coupe pour la premiere tranche
; (en relatif par rapport a l'extremite gauche) 67
(define x0 (+ sourceposx (* 2 alarge)))
(define nx (if (odd? nx) nx (- nx 1))) 69
(define ny (if (odd? ny) ny (- ny 1)))
;----- PARAMETRES SAUVEGARDE FICHER ----- 71

```



```

(define fichier_source (get-filename-prefix))
(define-param dossier_sortie "toto")
(use-output-directory dossier_sortie)
(define destfile (string-append "save" fichier_source))
;
; ----- DESIGN GEOMETRIQUE -----
;
; ----- LISTE DES TROUS (selon un axe) -----
; BEGIN Design des trous
(define trou
  (make cylinder
    (material air)
    (center 0 0)
    (radius rayon)
    (height 0)
  )
)
(define trouy1
  (geometric-object-duplicates
    (vector3 0 alarge 0)
    (- (/ (- ny 1) 2))
    (/ (- ny 1) 2)
    trou
  )
)
(define trouy2
  (geometric-object-duplicates
    (vector3 0 alarge 0)
    (+ (- (/ (- ny 1) 2)) 0.5)
    (- (/ (- ny 1) 2) 0.5)
    trou
  )
)
(define troux1
  (geometric-objects-duplicates
    (vector3 alarge 0 0)
    (- (/ (- nx 1) 2))
    (/ (- nx 1) 2)
    trouy1
  )
)
(define troux2
  (geometric-objects-duplicates
    (vector3 alarge 0 0)
    (+ (- (/ (- nx 1) 2)) 0.5)
    (- (/ (- nx 1) 2) 0.5)
    trouy2
  )
)
(define trous (append troux1 troux2))
; END
; ----- DEFINITION DE LA PML ET DES DIMENSIONS DE LA MAILLE DE CALCUL
; -----

```

```

;-----
(set! eps-averaging? #f)
(set! geometry-lattice (make lattice (size sx sy)))
(set! default-material (make dielectric (index n_eff)))
(set! geometry trous)
(set! resolution 25)
;-----
;----- DEFINITION DE LA PML -----
;-----
(set! pml-layers
  (list
    (make pml (thickness 2) (direction Y) (strength 1))
    (make pml (thickness 5) (direction X) (strength 1))
  )
)
;-----
;----- DEFINITION DE LA SOURCE -----
;-----
; Je reprends la fonction Amplitude Gaussienne du 2D.
(define ( gaussian-amp vec3)
  (let*
    (
      ; position x % centre de la source
      ( pX (vector3-x vec3))
      ; position y % centre de la source
      ( pY (vector3-y vec3))
      ( wX (* 0.5 a) ) ; FWHM selon le guide
      ( wY fwhm) ; FWHM perpendiculaire au guide
      ( nX 0) ; nombre de noeuds selon le guide: laisser a 0
      ( nY nynode) ; nombre de noeuds perpendiculaire au guide
      ( rpX (/ pX wX)); reduced x position
      ( rpY (/ pY wY)); reduced y position
      ; polynomex de hermite en x et y
      ( hX (hermit nX (* (sqrt (/ 2 (log 4))) rpX) ) )
      ( hY (hermit nY (* (sqrt (/ 2 (log 4))) rpY) ) )
    )
    ; ce que la fonction renvoie
    (* (An nX) hX (expt 4 (- (expt (/ pX wX) 2)))
      (An nY) hY (expt 4 (- (expt (/ pY wY) 2)))
    )
  )
)
;-----
;----- APPLICATION DE LA SOURCE -----
;-----
;----- DEFINITION TEMPORELLE DE LA SOURCE -----
;-----
(set! sources
  (list
    (make source
      (src
        (make continuous-src

```

```

    (frequency fcen)
    (start-time 0)
    (end-time T_butoir)
    (cutoff 5)
  )
)
(component Hz)
(center sourceposx 0)
(size no-size sy)
(amp-func gaussian-amp)
)
)
;-----
;----- TEST -----
;-----
; copie fichier .ctl dans dossier de sortie
(backup-ctl fichier_source destfile dossier_sortie)
(cond
  ; si testgeom est true, on execute les lignes suivantes
  ; pour tester si la structure et la source sont bien calees
  (testgeom
    (run-until 1
      (at-beginning output-epsilon)
      (at-time 0.95 output-hfield-z)
    )
  )
)
;-----
;----- EXECUTIF (RUN) -----
;-----
(cond
  ; ce n'est pas un test, on fait tourner la simu
  ((not testgeom)
    (run-sources
      (at-beginning output-epsilon)
      (at-every (/ T_butoir 4) output-hfield-z)
      (at-end output-hfield-z)
    )
  )
)
)

```

ANNEXE/Dispersion-Mode-Gaussien-AvecCP.ctl

Annexe B

GRAVURE DU GAAS

B.1 Rappel sur les mécanismes de gravure plasma RIE

L'échantillon est placé sur une électrode reliée à une puissance RF (Radio-Fréquence à 13.56 MHz). Les électrons contenus dans le plasma, plus légers que les ions positifs, bombardent l'échantillon. Un excès d'électrons se forme sur la cible, créant une tension d'autopolarisation qui repousse les nouveaux électrons incidents et accélère les ions positifs. Ces ions positifs gravent la cible et cèdent au passage leur charge électronique. La tension d'autopolarisation s'inverse et à nouveau les électrons sont accélérés sur la cible. Rapidement un équilibre s'établit.

La tension d'autopolarisation crée une zone exempte de charge située entre l'échantillon et le plasma. Cette zone est appelée *gaine électrostatique* (ou *sheath* en anglais). L'interface plasma/gaine électrostatique peut être assimilée à une surface d'émission ionique (figure B.1 page suivante). L'ion positif accumule au cours de son accélération à travers la gaine une énergie cinétique égale à $E_{cinétique} = e * (V_{plasma} - V_{cible})$. Cette énergie cinétique est transférée sur la cible par une action d'érosion (gravure physique). En gravure RIE (Reactive Ion Etching : Gravure Ionique Réactive), les ions possèdent en plus une affinité chimique avec le matériau cible. Une gravure RIE marie par conséquent l'action d'érosion du bombardement ionique à l'action chimique des radicaux. Lorsque le couplage entre ces deux effets est équilibré, la vitesse de gravure est plus importante, et une excellente verticalité des flancs de gravure peut être obtenue.

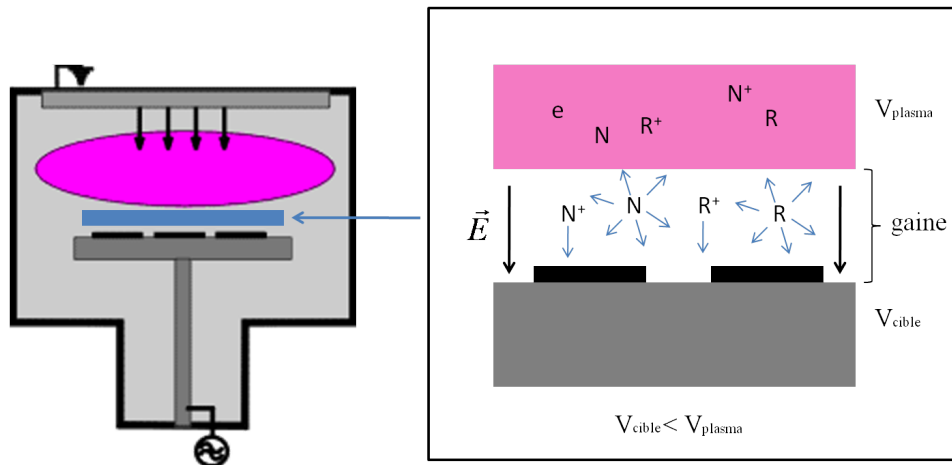


FIGURE B.1 – Schéma de principe d'un bâti CCP-RIE (image oxford plasma) avec à droite l'illustration de la gaine électrostatique et de l'accélération des ions sur la cible [67]. N correspond aux espèces neutres, R aux radicaux, et le + indique si l'espèce est chargée ou non.

B.2 Analyse paramétrique de la gravure du GaAs en mode ICP-RIE

Les principaux paramètres d'une gravure ICP-RIE sont :

- la puissance plasma,
- la puissance de polarisation du substrat,
- la pression,
- les gaz,
- le suscepteur,
- la température au niveau du suscepteur.

B.2.1 Puissance plasma

La puissance plasma agit sur le degré d'ionisation et par conséquent sur la quantité d'ions arrivant sur la cible (flux ionique). Quand la puissance plasma augmente, la vitesse de gravure augmente et la verticalité ainsi que la rugosité des flancs est améliorée [68]. Une hausse de la puissance plasma induit en contrepartie une baisse de la sélectivité du masque. Si le flux ionique est trop important, l'efficacité d'adsorption et de désorption des radicaux à la surface est diminuée. Ces derniers sont éjectés de la surface sans avoir eu le temps de réagir avec le matériau. Dans ce cas la vitesse de gravure sature ou diminue [69].

B.2.2 Puissance de polarisation

L'effet de la puissance de polarisation est jumelé à celui de la tension de polarisation. La machine régule en permanence la tension de polarisation afin d'atteindre la consigne de puissance. A pression constante, l'augmentation de la puissance de polarisation accentue la gravure physique et réduit la sélectivité du masque, mais améliore la rugosité des motifs. Au delà d'un certain seuil, il est possible d'obtenir comme dans le cas de la puissance plasma une saturation ou même une baisse de la vitesse de gravure [70, 71].

B.2.3 Pression

A tension de polarisation constante, la vitesse de gravure chute rapidement [69] avec l'augmentation de la pression. L'augmentation de la pression entraîne une hausse des collisions entre espèces chargées et non chargées localisées au niveau de la gaine électrostatique. Les collisions de type inélastiques provoquent une diminution de la vitesse de gravure.

A puissance de polarisation constante, l'augmentation de la pression conduit au contraire à une hausse de la vitesse de gravure. En effet la perte d'énergie due aux collisions est compensée par une augmentation de la tension de polarisation, son rôle étant justement de maintenir la consigne de puissance indiquée [71]. L'augmentation de la pression provoque par contre un élargissement de la distribution angulaire du flux ionique [54], ce qui dégrade la rugosité des flancs en raison d'une accentuation de la gravure latérale. Pour des trous de faible ouverture, cela peut conduire à l'obtention de profils arrondis.

B.2.4 Les gaz

Les informations données ci-dessous sont valables pour une gravure ICP-RIE à faible pression ($5 \text{ mT} <$) et forte puissance plasma. Un récapitulatif est donné au tableau B.1 page 113.

Dans le cas du GaAs, le chlore est l'élément réactif. Celui-ci forme des composés volatils tel que GaCl_3 et AsCl_3 [72], ou bien AlCl_3 dans le cas d'AlGaAs. Ainsi, l'augmentation du taux de chlore (Cl_2 , BCl_3) produit une hausse de la vitesse de gravure. L'association du chlore dans sa forme Cl_2 ou BCl_3 avec des espèces neutres comme l'hydrogène, l'argon ou l'azote donne des résultats contrastés :

BCl_3/N_2 : l'azote modifie le degré d'ionisation du BCl_3 . Celui-ci est maximum pour 25% de N_2 et coïncide naturellement avec le maximum de la vitesse de gravure [70, 71]. La figure B.2 page suivante contient deux images. Celle de droite provient de l'article d'Atlasov [53]. Elle montre l'influence du taux d'azote dans le couple BCl_3/N_2 sur la gravure d'une membrane de GaAs qui possède une maille photonique similaire en taille au cristal photonique à autocollimation. De plus le masque de gravure utilisé est de même nature que le notre (masque de silice de 80 nm d'épaisseur contre 100 nm dans notre cas). Les résultats prouvent que l'azote améliore sensiblement la verticalité des trous. Le taux idéal d'azote se situe entre 60 et 70%. L'image de gauche provient de résultats que nous avons obtenus pour un taux d'azote dans le mélange Cl_2/N_2 égal à 11 %. Le profil des trous est similaire à

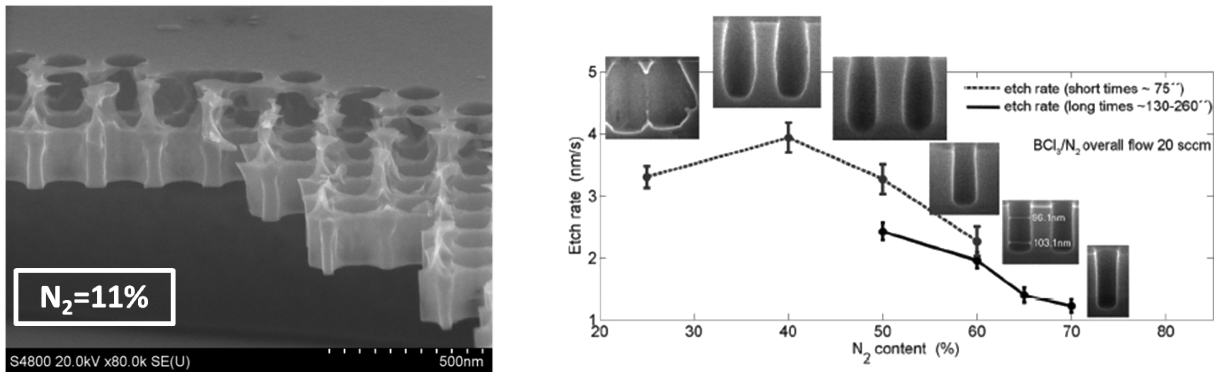


FIGURE B.2 – Gauche : profil des trous obtenus avec un taux d'azote de 11%. Droite : d'après [53], effet du pourcentage d'azote dans le mélange BCl_3/N_2 sur la gravure de trous de 100 nm de diamètre environ contenus dans une hétérostructure GaAs/AlGaAs, avec utilisation d'un masque de silice de 80 nm d'épaisseur .

ceux d'Atlasov dans le cas d'une gravure à faible taux d'azote (25%). Selon Atlasov, l'azote améliore la verticalité des flancs en raison d'un effet de passivation. Cette passivation est corrélée à la formation d'une couche de GaN qui est plus résistante que GaAs.

BCl_3/H_2 : la vitesse de gravure augmente lorsque le taux de BCl_3 passe de 0 à 10% [70]. Au delà, l'hydrogène réagit avec le chlore atomique pour former du HCl. La quantité en radicaux et neutres disponibles diminue ce qui a pour effet de réduire la vitesse de gravure. Pour des taux élevés de BCl_3 , l'effet s'atténue et la vitesse de gravure remonte.

BCl_3/Ar : l'argon est un élément plus lourd que l'azote ou l'hydrogène. Il ne réagit pas d'un point de vue chimique avec l'échantillon ou le chlore contenu dans le plasma. L'effet de l'argon se limite à de la gravure physique. Conjugué au chlore, l'argon augmente l'efficacité de désorption des composés volatils et augmente ainsi la vitesse de gravure. Il améliore également la verticalité des flancs de gravure. Le meilleur taux d'argon dans le mélange BCl_3/Ar est de 30%. Au delà de 90% de BCl_3 , l'effet de l'argon est nul.

Cl_2/N_2 : la vitesse de gravure est faible entre 0 et 60% de chlore et augmente rapidement au-delà. Comme avec le couple BCl_3/N_2 , l'azote réagit avec le GaAs pour former des liaisons GaN [73]. L'énergie de liaison du GaN étant plus forte que GaAs, avec respectivement des valeurs de 8.92 eV/atome contre 6.52 eV/atome [74], il se forme par conséquent une couche de passivation qui protège les flancs.

Cl_2/Ar et Cl_2/H_2 : la vitesse de gravure augmente dans les deux cas avec le taux de chlore. Pour Cl_2/H_2 , le maximum d'efficacité est atteint pour un taux de 70% de chlore. Au delà, le chlore s'ionise plus difficilement.

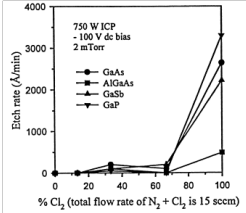
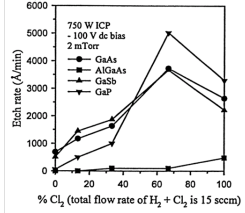
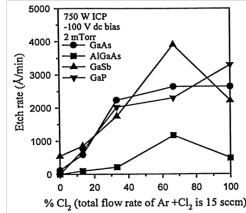
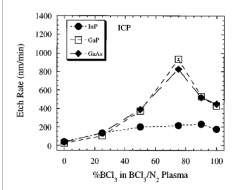
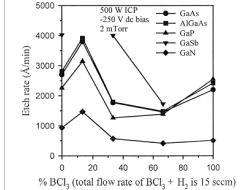
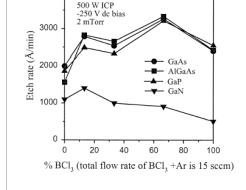
Chimie	%Cl ₂ /N ₂	%Cl ₂ /H ₂	%Cl ₂ /Ar
Vitesse de gravure			
Référence Conditions (pression,plasma,biais)	[69] 2 mT, 750 W, -100 V		
Chimie	%BCl ₃ /N ₂	%BCl ₃ /H ₂	%BCl ₃ /Ar
Vitesse de gravure			
Référence Conditions (pression,plasma,biais)	[71] 1 mT, 500 W, 150 V	[70] 2 mT, 500 W, -250 V	

TABLE B.1 – Influence de la chimie du plasma sur la vitesse de gravure en mode ICP-RIE

B.2.5 Suscepteur

Le suscepteur est le support sur lequel est placé l'échantillon. Suivant la nature du suscepteur, nous pouvons avoir des effets de « macroloading ». L'usure du suscepteur est également à prendre en compte.

B.2.6 Température

L'augmentation de la température au niveau du support d'échantillon favorise la désorption des composés volatils et augmente généralement la vitesse de gravure.

Annexe C

MODÈLE BALISTIQUE DE GRAVURE

Voici le script scilab concernant le modèle balistique de gravure.

```
// DEFINITIONS DES FONCTIONS DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRE DES IONS INCIDENTS:
function [Xgaussienne , Ygaussienne] = gaussienne(Xpos ,SIGMA, nteta)
//Fonction gaussienne
//Xpos: position du maximum.
//SIGMA: écart type.
//nteta: nombre de points définissant la fonction.
    Xgaussienne = 0:90/nteta:90;
    Ygaussienne = exp(-((Xpos-Xgaussienne)/SIGMA)^2);
endfunction

function [Xgaussiennecos , Ygaussiennecos] = gaussiennecos(Xpos ,SIGMA, nteta)
//Fonction gaussienne pondere d'un facteur cosinus pour intégrer
//l'angle d'incidence dans l'efficacité de gravure
//Xpos: position du maximum.
//SIGMA: écart type.
//nteta: nombre de points définissant la fonction.
    Xgaussiennecos = 0:90/nteta:90;
    Ygaussiennecos = cos(%pi*Xgaussiennecos/180) ..
    .*exp(-((Xpos-Xgaussiennecos)/SIGMA)^2);
endfunction;

function [Xlor , Ylor] = lorentz(Xpos ,SIGMA, nteta)
// Fonction Lorentzienne.
//Xpos: position du maximum.
//SIGMA: influe sur la largeur de la Lorentzienne.
//nteta: nombre de points définissant la fonction.
    Xlor = 0:90/nteta:90;
    Ylor = (SIGMA + (Xpos-Xlor).^2).^-1;
endfunction;

function [Xcarre , Ycarre] = carre(Xstart ,SIGMA, nteta)
//Fonction carre pour simuler par exemple un flux ionique isotrope.
//Xstart: debut du carre.
//Sigma: largeur du carre
    if (Xstart+SIGMA)>90 then
        SIGMA=90-Xstart;
    end;
    Xcarre = 0:90/nteta:90;
    Ycarre = zeros(1:length(Xcarre));
```

```

    Ycarre(round((nteta+1)*Xstart/90)+1:round((nteta+1).
    *(Xstart+SIGMA)/90)+1) = ones(round((nteta+1)*Xstart/90)+..
    1:round((nteta+1)*(Xstart+SIGMA)/90)+1);
endfunction;
42
44

function [Xcos, Ycos] = fonctcos(Xpos, Xend, nteta)
46
//Fonction cosinus: soit pour simuler un flux isotrope mais on tient
//compte de l'angle d'incidence dans l'efficacité de gravure
48
//soit pour simuler simplement une fonction de distribution
//Xpos: position du maximum.
50
//Xend : si X > Xend on met la valeur a 0.
if Xend>90 then
52
    Xend=90;
end;
54
Xcos = 0:90/nteta:90;
Ycos = zeros(1:length(Xcos));
56
Ycos(1:round((nteta+1)*Xend/90)) = ..
cos(%pi*(Xpos-Xcos(1:round((nteta+1)*Xend/90)))/180);
58
endfunction;
60

function [A] = airefonction(X, Y, teta)
62
//Permet de calculer l'intégrale d'une fonction
//X: abscisse de la fonction
//Y: ordonne de la fonction.
64
//teta: valeur max de la borne d'integration pour le calcul d'intégral
//(il s'agit plus d'une somme discrète qu'une intégrale).
66
    indteta = find (X <= teta);
    A = sum(Y(1:max(indteta)));
68
endfunction
70

// ECRITURE DE LA FONCTION PRINCIPAL
72

function [profgravure, vitesse, diametre, time, tetaangle] = ..
74
    simugravure(distrib, Xpos, sigma, nsigma, diametre, dureegravure, ..
    ntime, Vgaas, Vsilice, Epsilice)
76

//profgravure: profondeur de gravure du GaAs.
//Ne prend pas en analyse l'épaisseur de silice
78
//(a ne pas confondre avec la variable profondeur cité plus loin)
80

//vitesse: vitesse de gravure du GaAs.
82

//diametre: diametres des trous rentres en parametre
84

//time: vecteur temps
86

//tetaangle: angle d'acceptance des ions incidents au cours du temps
88

//distrib: type de distribution angulaire des ions incidents
// —> 1 pour gaussienne,
90
// —> 2 pour gaussienne pondere au cosinus,
// —> 3 pour lorentzienne,
92
// —> 4 pour carre,

```

```

// --> 5 pour cosinus 94

//Xpos: position du pic pour les distributions gaussienne, 96
//gaussiennecos,lorentz et cosinus. Pour la fonction carre,
// Xpos definit le debut de la fonction. 98

//sigma: pour distribution gaussienne et gaussienne*cos, definit 100
//la largeur angulaire a mi hauteur.
//Pour lorentz, definit l'elargissement de la courbe. 102
//Pour cosinus, au dela de cette valeur, la fonction vaut 0.
//Pour le carre, definit la largeur de fonction. 104

//nsigma: nombre d' unite pour la definition des 106
//distributions angulaire des ions incidents. 108

//dureegravure : duree de la gravure en seconde. 110

//ntime: nombre d' unite pour le temps. 112

//Vgaas: vitesse gravure du gaas au niveau des aplats. 114

//Bien faire attention aux dimensions utilisees!les rentrer en nm/seconde! 116

//Vsilice: vitesse d'erosion du masque silice. Valeur en nm/seconde! 118

//Epsilice: epaisseur du masque de silice au depart en nm. 120

DeltaT = dureegravure/ntime;
nD = length(diametre);
profondeur = zeros(ntime+1,nD); // GaAs+SiO2
profgravure = zeros(ntime+1,nD); // GaAs seulement
EpaisseurSilice = zeros(ntime+1);
vitesse = zeros(ntime+1,nD);
tetaangle = zeros(ntime,nD); // angle d'acceptance
time = zeros(1:ntime+1);
time(2) = DeltaT;
EpaisseurSilice(1) = Epsilice;
EpaisseurSilice(2) = Epsilice - Vsilice*DeltaT;
profondeur(1,:) = EpaisseurSilice(1);
tetaangle(1,:) = atan(diametre,2*profondeur(1,:))*180/%pi;

if distrib == 1 then
    [X,Y] = gaussienne(Xpos,sigma,nsigma);
elseif distrib == 2 then
    [X,Y] = gaussiennecos(Xpos,sigma,nsigma);
elseif distrib == 3 then
    [X,Y] = lorentz(Xpos,sigma,nsigma);
elseif distrib == 4 then
    [X,Y] = carre(Xpos,sigma,nsigma);
elseif distrib == 5 then
    [X,Y] = fonctcos(Xpos,sigma,nsigma);
end;

```

```

for k=1:1:length(diametre);
    profondeur(2,k) = EpaisseurSilice(2) + Vgaas*DeltaT*..
    airefonction(X,Y,tetaangle(1,k))/airefonction(X,Y,90);
end;

for m=1:1:nD;
    for n=2:1:ntime;
        tetaangle(n,m) = atan(diametre(m),2*profondeur(n,m))*180/%pi;
        EpaisseurSilice(n+1) = EpaisseurSilice(n) - Vsilice*DeltaT;
        profondeur(n+1,m) = profondeur(n,m) + Vgaas*DeltaT*..
        airefonction(X,Y,tetaangle(n,m))/airefonction(X,Y,90) ..
        - Vsilice*DeltaT;
        time(n+1) = time(n)+DeltaT;
    end;
end;

profgravure = profondeur - EpaisseurSilice*ones(diametre);
vitesse(1:$-1,:)=diff(profgravure,1,'r')/DeltaT;
vitesse($,:) = vitesse($-1,:);
endfunction

//TEST
//[profgravure , vitesse , diametre , time , tetaangle] = ..
//    simugravure(distrib , Xpos , sigma , nsigma , diametre , dureegravure , ..
//    ntime , Vgaas , Vsilice , Epsilice)

//[profgravure , vitesse , diametre , time , teta] = ..
//    simugravure(1,0,58,1000,168,60,1000,1146/60,405/60,500);

//h=scf(3);
//h.visible= "on"
//h.color_map=jetcolormap(64);
//plot2d(diametre , profgravure($,:));
//h.children.title.text= "Profondeur de gravure en fonction du..
//    diametre des trous a la fin de la gravure";
//h.children.x_label.text= "Diametre (mm)";
//h.children.y_label.text= "Profondeur (mm)";

```

Annexe D

PASSIVATION ÉLECTRONIQUE

D.1 Théorie

D.1.1 Recombinaison indirecte : modèle de Shockley-Read-Hall

La figure D.1 page suivante montre les interactions d'un centre de recombinaison non radiatif, appelé communément niveau piège, avec la bande de valence et la bande de conduction d'un semiconducteur. La signification des termes employés sur le schéma est détaillée ci-dessous :

- R_c^n est la vitesse de recombinaison entre un électron de la bande de conduction et un trou du niveau piège,
- R_e^n est la vitesse de recombinaison entre un électron du niveau piège et un trou de la bande de conduction,
- R_c^p est la vitesse de recombinaison entre un trou de la bande de valence et un électron du niveau piège,
- R_e^p est la vitesse de recombinaison entre un trou du niveau piège et un électron de la bande de valence.

Ces vitesses de recombinaison correspondent à un produit entre un nombre de donneur, un nombre d'accepteur et une probabilité d'échange entre les deux niveaux. Un calcul terme à terme permet de remonter à la relation de Shockley-Read-Hall [76, 77] :

$$R = N_R \cdot \frac{C_n C_p (np - n_i^2)}{C_n (n + n(R)) + C_p (p + p(R))} \quad (\text{D.1})$$

R s'exprime en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ et correspond à la vitesse de recombinaison indirecte d'un porteur en régime permanent. N_R représente la concentration des niveaux pièges. C_n (C_p) s'exprime en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et correspond au coefficient de centre de capture d'électrons (de trous). Ces derniers termes peuvent également s'écrire comme le produit entre la vitesse d'agitation thermique du porteur considéré et la section efficace de capture. $n(R)$ ($p(R)$) représente la population équivalente d'électrons (de trous) dans la bande de conduction (de valence) lorsque l'énergie de Fermi coïncide avec l'énergie du niveau piège.

L'équation D.1 montre que plus il y a de niveaux pièges N_R , plus la vitesse de recombinaison R est importante. Le terme $(np - n_i^2)$ renseigne sur l'écart du système par rapport à son état d'équilibre. Lorsque le milieu reçoit de l'énergie, par pompage optique

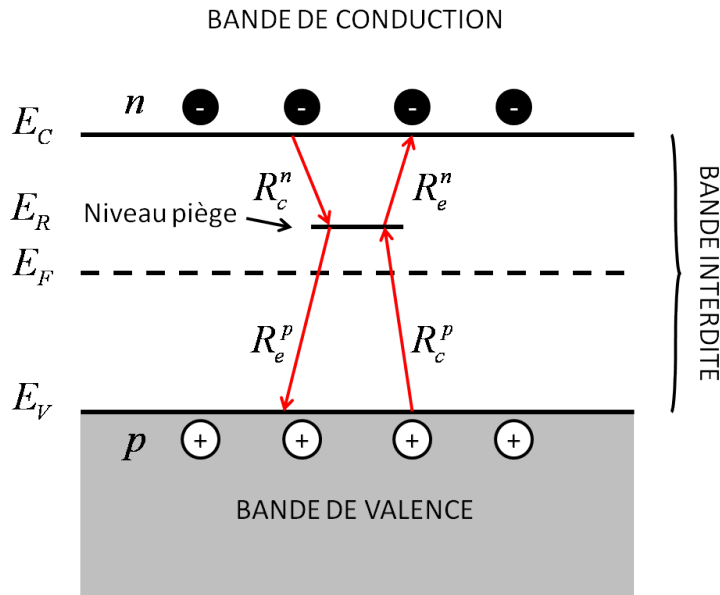


FIGURE D.1 – Illustration du modèle de Shockley-Read-Hall basé sur les interactions d'un niveau piège avec la bande de conduction et la bande de valence. D'après l'article d'Aspnes [75].

par exemple, il y a génération de porteurs n et p qui fait que $np > n_i^2$ ce qui implique $R > 0$. Dans ce cas, le système souhaite revenir à l'équilibre par le biais de recombinaisons indirectes. En l'absence d'excitation, $np = n_0 p_0 = n_i^2$ d'où $R = 0$.

D.1.2 Recombinaison de surface : modèle de Stevenson-Keyes

Un matériau cristallin possède à sa surface des niveaux d'énergies différents du volume. Ces niveaux sont créés à la suite d'une reconstruction de surface (par exemple après clivage). Lorsque leurs énergies se situent dans la bande interdite, ces niveaux représentent des niveaux pièges. Le modèle de Stevenson-Keyes [78] use de cette analogie en reprenant les bases du modèle de Shockley-Read-Hall [76, 77]. Les modifications portent sur le passage des unités volumiques aux unités surfaciques. L'écriture mathématique est la suivante :

$$R = N_{R_s} \cdot \frac{C_{n_s} C_{p_s} (n_s p_s - n_i^2)}{C_{n_s} (n_s + n_s(R)) + C_{p_s} (p_s + p_s(R))} \quad (\text{D.2})$$

La relation suivante [75] permet d'obtenir l'équation générale sur les recombinaisons de surface (équation D.4 page suivante) :

$$n_s p_s - n_i^2 \approx (n_0 + p_0) \cdot \Delta n \quad (\text{D.3})$$

Le terme Δn renvoie à la génération de porteurs se trouvant à proximité de la surface. En divisant le terme R par Δn , nous obtenons la relation de Stevenson-Keyes [78, 75] donnant la vitesse de recombinaison de surface S :

$$S = N_{R_s} \cdot \frac{C_{n_s} C_{p_s} (n_0 + p_0)}{C_{n_s} (n_s + n_s(R)) + C_{p_s} (p_s + p_s(R))} \quad (\text{D.4})$$

S correspond au nombre de porteurs se recombinant à la surface par unité de temps et par unité de densité de porteurs en excès disponible (Δn). S est maximum quand la somme des termes au dénominateur est minimum. En supposant C_{n_s} et C_{p_s} égaux, ces conditions sont réunies lorsque l'énergie du niveau piège se situe au milieu de la bande interdite en même temps qu'il coïncide avec le niveau de Fermi de surface. Dans ce cas les recombinaisons entre électrons de la bande de conduction et trous de la bande de valence s'effectuent en flux tendu par l'intermédiaire de ce niveau piège. Au contraire, lorsque l'énergie du niveau piège est à proximité de la bande de valence (bande de conduction) et au-dessous (au-dessus) du niveau de Fermi, le niveau piège est saturé d'électrons (de trous). Celui-ci ne joue plus efficacement son rôle d'intermédiaire dans la recombinaison entre électrons et trous.

D.2 Recombinaisons de surface : GaAs, InP

S est considérée comme faible lorsque sa valeur se situe en dessous de 10^3 cm/s [75]. On trouve dans la littérature des vitesses de recombinaison atteignant 10^6 cm/s pour le GaAs et 10^4 cm/s pour l'InP [79]. Ces différences se traduisent par une photoluminescence moins importante pour le GaAs [80] que pour l'InP. D'où proviennent ces différences au niveau des valeurs de S ?

La concentration N_{R_s} de niveaux pièges est plus importante sur GaAs que sur InP, or d'après l'équation D.4, S est proportionnel à N_{R_s} . L'énergie du niveau de Fermi de surface est définie par les défauts de surface [81]. Pour le GaAs, ces défauts sont principalement le défaut antisite As_{Ga} (un atome d'arsenic à la place d'un atome de gallium). Ces défauts possèdent une énergie comprise entre 0.5 eV et 0.75 eV au dessus de la bande de valence [82], c'est à dire quasiment en plein milieu de la bande interdite ($E_G = 1.42\text{eV}$ à température ambiante). D'après le modèle de Stevenson-Keyes, ces conditions maximisent la valeur de S . Pour l'InP, le niveau de Fermi de surface est situé juste en dessous de la bande de conduction, ce qui explique la faible valeur de S .

La figure D.2 page suivante indique quelques valeurs de S en fonction de la distance en énergie séparant les niveaux de surface de la bande la plus proche [83, 80, 84]. Comme le modèle de Stevenson-Keyes le prévoyait, S augmente à mesure que les niveaux pièges se rapprochent du milieu du gap. Sur cette figure, nous pouvons voir que le GaAs possède la valeur de S la plus importante.

Concernant les puits quantiques $Ga_{0.8}In_{0.2}As$, la littérature indique des valeurs de S proche de 10^5 cm/s [85]. A un ordre de grandeur près, la membrane structurée présente par conséquent une valeur de S homogène. L'augmentation de la puissance de pompe peut également augmenter la valeur de S [84].

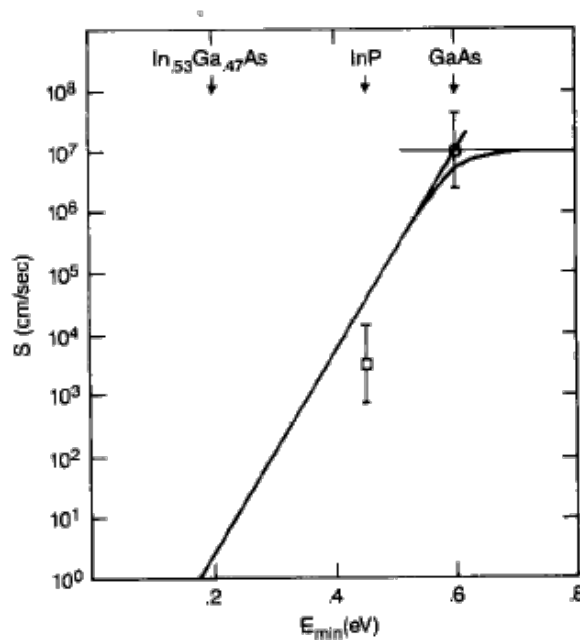


FIGURE D.2 – D'après [83], vitesses de recombinaisons de surface des porteurs en excès en fonction de l'écart en énergie du niveau des états de surface par rapport à la bande permise la plus proche.

D.3 Principe de la passivation électronique

La passivation électronique renvoie à un ensemble de techniques de traitement de surface ayant pour objectifs de :

1. minimiser l'effet des recombinaisons de surface pour augmenter le rendement du dispositif,
2. maintenir dans le temps cet effet face à toutes sortes de contraintes (utilisation, environnement ...).

Ce traitement de surface vise à former des liaisons entre les niveaux pièges et des éléments chimiques particuliers. Les liaisons créées déplacent l'énergie des niveaux pièges hors de la bande interdite et diminuent ainsi l'activité électronique de la surface.

La passivation électronique s'effectue selon deux voies : la voie chimique et la voie plasma. Dans les deux cas le traitement débute en général par une désoxydation afin de travailler avec une surface « idéale ». Les atomes greffés doivent avoir une certaine affinité chimique avec la surface du matériau pour que la couche de passivation soit stable.

D.4 Action du solvant dans la passivation soufre du GaAs

Le solvant joue un rôle essentiel dans la qualité et la stabilité de la passivation électronique [86]. En effet, le solvant représente un environnement d'interaction qui régit les propriétés chimiques du soluté utilisé. En fonction du solvant nous pouvons favoriser certaines liaisons chimiques sur certains sites de la surface du GaAs plutôt que d'autres. Ces liaisons chimiques se révèlent plus ou moins fortes selon que la liaison soit covalente ou ionique. Nous privilégions naturellement un solvant qui favorise la formation de liaisons fortes afin qu'elles puissent durer dans leur environnement et face aux conditions d'utilisations.

Un atome mou possède une charge spatialement diffuse tandis qu'un atome dur possède une charge condensée. Deux atomes créent une liaison s'ils sont de même nature et si leurs caractères nucléophile/électrophile sont opposés. Les éléments mous créent des liaisons covalentes de faibles énergies tandis que les éléments durs forment des liaisons ioniques de fortes énergies. La surface 2x4 du GaAs(100) présente deux sites mous qui sont deux liaisons pendantes de surface, l'une liée au site électrophile du gallium et l'autre liée au site nucléophile de l'arsenic. La surface présente également un site dur au niveau de la liaison du dimère As-As.

Na_2S est un composé soufre qui possède d'excellentes propriétés de passivation électronique, meilleures que $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ [87]. En solution aqueuse, Na_2S donne HS^- . HS^- présente un site mou au niveau de l'atome de soufre et est légèrement électrophile. Le soufre établit par conséquent des liaisons covalentes avec les sites mous de l'arsenic et du gallium. En solution alcool, les propriétés chimiques de HS^- sont différentes. HS^- devient fortement nucléophile et l'atome de soufre présente deux caractéristiques opposées : d'un côté l'atome de soufre se comporte comme un site mou face aux sites électrophiles comme celui du gallium, de l'autre il se comporte comme un site dur face aux sites nucléophiles. HS^- forme donc une liaison covalente avec le gallium [88] mais également une liaison ionique avec le site dur du dimère As-As pour former As-S-As [86]. Par rapport aux liaisons covalentes Ga-S et As-S qui se forment en base aqueuse, cette configuration est plus favorable énergétiquement. La couche de passivation est donc plus stable et réduit plus efficacement l'activité électronique des défauts de surface en solution alcool qu'en solution aqueuse.

Contrairement à l'eau, l'alcool est un solvant mou très électrophile. La liaison pendante de l'arsenic peut céder son électron au solvant, produisant une diminution des charges de surface [87, 89]. Nous obtenons ainsi une réduction de la zone de déplétion située sous la surface, ce qui a pour effet d'affaiblir l'activité électronique responsable du taux important de recombinaison. Le caractère dur d'une surface est inversement proportionnelle à la densité des états de surface. Cela signifie que nous obtenons une surface plus "dure", avec une meilleure stabilité.

Bibliographie

- [1] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals," *Phys. Rev. B* **58**, R10,096–R10,099 (1998).
- [2] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Self-collimating phenomena in photonic crystals," *Applied Physics Letters* **74**(9), 1212–1214 (1999).
- [3] D. Chigrin, S. Enoch, C. S. Torres, and G. Tayeb, "Self-guiding in two-dimensional photonic crystals," *Opt. Express* **11**(10), 1203–1211 (2003).
- [4] Y. Wan, M. Yun, L. Xia, and X. Zhao, "1 x 3 Beam splitter based on self-collimation effect in two-dimensional photonic crystals," *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* **122**(4), 337 – 339 (2011).
- [5] J. Shi, B. K. Juluri, S.-C. S. Lin, M. Lu, T. Gao, and T. J. Huang, "Photonic crystal composites-based wide-band optical collimator," *Journal of Applied Physics* **108**(4), 043,514–043,514–6 (2010).
- [6] D. W. Prather, S. Shi, J. Murakowski, G. J. Schneider, A. Sharkawy, C. Chen, B. Miao, and R. Martin, "Self-collimation in photonic crystal structures : a new paradigm for applications and device development," *Journal of Physics D : Applied Physics* **40**(9), 2635–2651 (2007).
- [7] P. Rakich, M. Dahlem, S. Tandon, M. Ibanescu, M. Soljacic, G. Petrich, J. Joannopoulos, L. Kolodziejski, and E. Ippen, "Achieving centimetre-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal." *Nat Mater* **5**(2), 93–6 (2006).
- [8] C. Nistor, C. Cojocaru, T. J. Karle, F. Raineri, J. Trull, R. Raj, and K. Staliunas, "Lossless backward second-harmonic generation of extremely narrow subdiffractive beams in two-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. A* **82**, 033,805 (2010).
- [9] V. Mocella, S. Cabrini, A. S. P. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, D. Olynick, B. Harteneck, and S. Dhuey, "Self-Collimation of Light over Millimeter-Scale Distance in a Quasi-Zero-Average-Index Metamaterial," *Phys. Rev. Lett.* **102**, 133,902 (2009).
- [10] B. Lombardet, L. A. Dunbar, R. Ferrini, R. Houdr, and F. Robin, "A quantitative analysis of self-collimation effects in planar photonic crystals," *Journal of Applied Physics* **99**(9), 096,108 (2006).
- [11] L. Wu, M. Mazilu, and T. F. Krauss, "Beam Steering in Planar-Photonic Crystals :From Superprism to Supercollimator," *J. Lightwave Technol.* **21**(2), 561 (2003).
- [12] V. Zabelin, L. A. Dunbar, N. L. Thomas, R. Houdré, M. V. Kotlyar, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, "Self-collimating photonic crystal polarization beam splitter," *Opt. Lett.* **32**(5), 530–532 (2007).
- [13] H. M. Nguyen, M. A. Dunder, R. W. van der Heijden, E. W. J. M. van der Drift, H. W. M. Salemink, S. Rogge, and J. Caro, "Compact Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation of light in a silicon photonic crystal," *Opt. Express* **18**(7), 6437–6446 (2010).

- [14] Z. Yang, A. Wu, N. Fang, X. Lin, X. Jiang, S. Zou, and X. Wang, "Millimeter-scale self-collimation in planar photonic crystals fabricated by CMOS technology," *Optics Communications* **283**(4), 604 – 607 (2010).
- [15] Y. Loiko, K. Staliunas, R. Herrero, C. Cojocaru, J. Trull, V. Sirutkaitis, D. Faccio, and T. Pertsch, "Towards observation of sub-diffractive pulse propagation in photonic crystals," *Optics Communications* **279**(2), 377 – 383 (2007).
- [16] R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, and A. Tünnermann, "Diffractionless propagation of light in a low-index photonic-crystal film," *Applied Physics Letters* **85**(24), 5854–5856 (2004).
- [17] A. F. and Matthews, "Experimental demonstration of self-collimation beaming and splitting in photonic crystals at microwave frequencies," *Optics Communications* **282**(9), 1789 – 1792 (2009).
- [18] Z. Ghattan, T. Hasek, M. Shahabadi, and M. Koch, "Coupling of free space sub-terahertz waves into dielectric slabs using PC waveguides," *Opt. Express* **16**(9), 6112–6118 (2008).
- [19] J. Dellinger, D. Bernier, B. Cluzel, X. L. Roux, A. Lupu, F. de Fornel, and E. Cassan, "Near-field observation of beam steering in a photonic crystal superprism," *Opt. Lett.* **36**(7), 1074–1076 (2011).
- [20] T.-T. Kim, S.-G. Lee, H. Y. Park, J.-E. Kim, and C.-S. Kee, "Asymmetric Mach-Zehnder filter based on self-collimation phenomenon in two-dimensional photonic crystals," *Opt. Express* **18**(6), 5384–5389 (2010).
- [21] M.-W. Kim, S.-G. Lee, T.-T. Kim, J.-E. Kim, H. Y. Park, and C.-S. Kee, "Experimental demonstration of bending and splitting of self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals," *Applied Physics Letters* **90**(11), 113,121 (2007).
- [22] Z. Lu, S. Shi, J. A. Murakowski, G. J. Schneider, C. A. Schuetz, and D. W. Prather, "Experimental Demonstration of Self-Collimation inside a Three-Dimensional Photonic Crystal," *Phys. Rev. Lett.* **96**, 173,902 (2006).
- [23] J. Hou, D. Gao, H. Wu, and Z. Zhou, "Polarization insensitive self-collimation waveguide in square lattice annular photonic crystals," *Optics Communications* **282**(15), 3172 – 3176 (2009).
- [24] Y. Xu, X.-J. Chen, S. Lan, Q. Guo, W. Hu, and L.-J. Wu, "The all-angle self-collimating phenomenon in photonic crystals with rectangular symmetry," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **10**(8), 085,201 (2008).
- [25] H. Zhang, Y. Cen, L. Chen, H. Zhu, L. Qian, and D. Fan, "Full-angle collimations of two-dimensional photonic crystals with ultrahigh-index background materials," *Journal of Optics* **12**(4), 045,103 (2010).
- [26] R. E. Hamam, M. Ibanescu, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, "Broadband super-collimation in a hybrid photonic crystal structure," *Opt. Express* **17**(10), 8109–8118 (2009).
- [27] W. Y. Liang, T. B. Wang, C. P. Yin, J. W. Dong, F. C. Leng, and H. Z. Wang, "Superbroadband non-diffraction guiding modes in photonic crystals with elliptical rods," *Journal of Physics D : Applied Physics* **43**(7), 075,103 (2010).

- [28] Y.-C. Chuang and T. J. Suleski, “Complex rhombus lattice photonic crystals for broadband all-angle self-collimation,” *Journal of Optics* **12**(3), 035,102 (2010).
- [29] K. B. Chung, “Propagation of self-collimated ultrashort pulses in a hybrid photonic crystal,” *Opt. Express* **19**(17), 15,705–15,710 (2011).
- [30] E. Soliveres, V. Espinosa, I. Pérez-Arjona, V. J. Sánchez-Morcillo, and K. Staliunas, “Self collimation of ultrasound in a three-dimensional sonic crystal,” *Applied Physics Letters* **94**(16), 164,101 (2009).
- [31] Y. Shen, K. Chen, Y. Chen, X. Liu, and J. Zi, “Self-collimation in liquid surface waves propagating over a bottom with periodically drilled holes,” *Phys. Rev. E* **71**, 036,301 (2005).
- [32] X. Yu and S. Fan, “Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystals,” *Applied Physics Letters* **83**(16), 3251–3253 (2003).
- [33] D. W. Prather, S. Shi, D. M. Pustai, C. Chen, S. Venkataraman, A. Sharkawy, G. Schneider, and J. Murakowski, “Dispersion-based optical routing in photonic crystals,” *Opt. Lett.* **29**(1), 50–52 (2004).
- [34] D. Zhao, J. Zhang, P. Yao, X. Jiang, and X. Chen, “Photonic crystal Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation,” *Applied Physics Letters* **90**(23), 231,114 (2007).
- [35] S. Shi and D. W. Prather, “Lasing dynamics of a silicon photonic crystal microcavity,” *Opt. Express* **15**(16), 10,294–10,302 (2007).
- [36] D. Zhao, C. Zhou, Q. Gong, and X. Jiang, “Lasing cavities and ultra-fast switch based on self-collimation of photonic crystal,” *Journal of Physics D : Applied Physics* **41**(11), 115,108 (5pp) (2008).
- [37] R. Loudon, “The propagation of electromagnetic energy through an absorbing dielectric,” *Journal of Physics A : General Physics* **3**(3), 233 (1970).
- [38] A. Larrue, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy, “All Photonic Crystal DFB Lasers Robust Toward Optical Feedback,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **PP**(99), 1 –6 (2011).
- [39] A. Larrue, “Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 micron en filière GaAs,” Thèse, LAAS (2009).
- [40] A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, A. Arnoult, P. Dubreuil, and F. Lozes-Dupuy, “Precise Frequency Spacing in Photonic Crystal DFB Laser Arrays,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **20**(24), 2120–2122 (2008).
- [41] S. Johnson and J. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis,” *Optics Express* **8**, 173–190 (2001).
- [42] M. A. Fromowitz, “Refractive index of Ga_{1-x}Al_xAs,” *Solid State Communications* **15**(1), 59 – 63 (1974).
- [43] R. A. Gottscho, C. W. Jurgensen, and D. J. Vitkavage, “Microscopic uniformity in plasma etching,” *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **10**(5), 2133–2147 (1992).

- [44] G. Lin, X. Chen, Y. Wang, B. Ni, J. Jiang, and Y. Qiu, "Investigation of self-collimation frequencies in 2-D photonic crystals," vol. 7135, p. 71352Y (SPIE, 2008).
- [45] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson, "MEEP : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method," *Computer Physics Communications* **181**, 687–702 (2010).
- [46] J. G. Goodberlet, J. T. Hastings, and H. I. Smith, "Performance of the Raith 150 electron-beam lithography system," vol. 19, pp. 2499–2503 (AVS, 2001).
- [47] N. Ikeda, Y. Sugimoto, Y. Tanaka, K. Inoue, H. Oda, Y. Watanabe, and K. Asakawa, "Studies on key nano-fabrication processes for GaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic-crystal slab waveguides," *Semiconductor Science and Technology* **22**, 149–157 (2007).
- [48] P. Kumar, S. Kanakaraju, and D. DeVoe1, "Sacrificial etching of Al_xGa_{1-x}As for III-V MEMS surface micromachining," *Applied Physics A : Materials Science & Processing* **88**, 711–714 (2007).
- [49] T. Bakke, J. Schmidt, M. Friedrichs, and B. Völker, "Etch Stop Materials For Release By Vapor HF Etching," .
- [50] J. Sweet, B. Richards, J. Olitzky, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. Gibbs, D. Litvinov, D. Gerthsen, D. Hu, D. Schaadt, M. Wegener, U. Khankhoje, and A. Scherer, "GaAs photonic crystal slab nanocavities : Growth, fabrication, and quality factor," *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **8**(1), 1 – 6 (2010).
- [51] S. Hernandez, O. Bouchard, E. Scheid, E. Daran, L. Jalabert, P. Arguel, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, and F. Lozes-Dupuy, "850 nm wavelength range nanoscale resonant optical filter fabrication using standard microelectronics techniques," *Microelectronic Engineering* **84**(4), 673 – 677 (2007).
- [52] A. Berrier, Y. Shi, J. Siegert, S. Marcinkevicius, S. He, and S. Anand, "Accumulated sidewall damage in dry etched photonic crystals," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **27**(4), 1969–1975 (2009).
- [53] K. Atlasov, P. Gallo, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon, "Effect of sidewall passivation in BC13/N2 inductively coupled plasma etching of two-dimensional GaAs photonic crystals." *J. Vac. Sci. Technol. B* **27** (5), L21–L24 (2009).
- [54] C. W. Jurgensen, "Sheath collision processes controlling the energy and directionality of surface bombardment in O₂ reactive ion etching," *Journal of Applied Physics* **64**(2), 590 –597 (1988).
- [55] K. Nojiri, E. Iguchi, K. Kawamura, and K. Kadota, "21st conference on solid state devices and materials," p. 153 (Tokyo, 1989).
- [56] T. Arikado, K. Horioka, M. Sekine, H. Okano, and Y. Horiike, "Single Silicon Etching Profile Simulation," *Japanese Journal of Applied Physics* **27**(Part 1, No. 1), 95–99 (1988).
- [57] J. Ulacia, C. J. Petti, and J. McVittie, "Crystal-Orientation Dependent Etch Rates and a Trench Model for Dry Etching," *Journal of The Electrochemical Society* **135**(6), 1521–1525 (1988).

- [58] K. K. Ko and S. W. Pang, "Plasma passivation of etch-induced surface damage on GaAs," *The 38th International symposium on electron, ion, and photon beams* **13**(6), 2376–2380 (1995).
- [59] S. T. III, H. H. Chen, and S. W. Pang, "Effects of graded superlattice on endpoint detection for low damage heterojunction bipolar transistor etching," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **15**(3), 681–686 (1997).
- [60] C. J. Sandroff, R. N. Nottenburg, J.-C. Bischoff, and R. Bhat, "Dramatic enhancement in the gain of a GaAs/AlGaAs heterostructure bipolar transistor by surface chemical passivation," *Applied Physics Letters* **51**(1), 33–35 (1987).
- [61] D. Englund, H. Altug, and J. Vučković, "Low-threshold surface-passivated photonic crystal nanocavity laser," *Applied Physics Letters* **91**(7), 071124 (pages 3) (2007).
- [62] V. N. Bessolov, E. V. Konenkova, and M. V. Lebedev, "Solvent effect on the properties of sulfur passivated GaAs," *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **14**(4), 2761–2766 (1996).
- [63] V. L. Berkovits, D. Paget, A. N. Karpenko, V. P. Ulin, and O. E. Tereshchenko, "Soft nitridation of GaAs(100) by hydrazine sulfide solutions : Effect on surface recombination and surface barrier," *Applied Physics Letters* **90**(2), 022104 (pages 3) (2007).
- [64] V. L. Berkovits, V. P. Ulin, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Perna, and V. Capozzi, "Wet chemical nitridation of GaAs (100) by hydrazine solution for surface passivation," *Applied Physics Letters* **80**(20), 3739–3741 (2002).
- [65] A. Masuda, Y. Yonezawa, A. Morimoto, and T. Shimizu, "NH₃-Plasma-Nitridation Process of (100) GaAs Surface Observed by Angle-Dependent X-Ray Photoelectron Spectroscopy," *Japanese Journal of Applied Physics* **34**(Part 1, No. 2B), 1075–1079 (1995).
- [66] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Perna, and V. Capozzi, "N₂-H₂ remote plasma nitridation for GaAs surface passivation," *Applied Physics Letters* **81**(1), 16–18 (2002).
- [67] T. M. Mayer and R. A. Barker, "Simulation of plasma-assisted etching processes by ion-beam techniques," *Journal of Vacuum Science and Technology* **21**(3), 757–763 (1982).
- [68] R. Braive, L. L. Gratiet, S. Guilet, G. Patriarche, A. Lemaître, A. Beveratos, I. Robert-Philip, and I. Sagnes, "Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities," *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **27**(4), 1909–1914 (2009).
- [69] J. W. Lee, E. S. Lambers, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, R. J. Shul, F. Ren, W. S. Hobson, and C. Constantine, "Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in Cl₂-based chemistries," *Materials Science in Semiconductor Processing* **1**(1), 65–73 (1998).
- [70] T. Maeda, J. W. Lee, R. J. Shul, J. Han, J. Hong, E. S. Lambers, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, and W. S. Hobson, "Inductively coupled plasma etching of III-V semi-

- conductors in BCl₃-based chemistries : I. GaAs, GaN, GaP, GaSb and AlGaAs,” *Applied Surface Science* **143**(1-4), 174 – 182 (1999).
- [71] R. J. Shul, G. B. McClellan, R. D. Briggs, D. J. Rieger, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, J. W. Lee, C. Constantine, and C. Barratt, “High-density plasma etching of compound semiconductors,” *Journal of Vacuum Science Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films* **15**(3), 633 –637 (1997).
- [72] C. Su, H. a. Hou, G. H. Lee, Z. a. Dai, W. Luo, M. F. Vernon, and B. E. Bent, “Identification of the volatile reaction products of the Cl₂+GaAs etching reaction,” *Journal of Vacuum Science Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **11**(4), 1222 –1242 (1993).
- [73] S. Gourrier, L. Smit, P. Friedel, and P. K. Larsen, “Photoemission studies of molecular beam epitaxially grown GaAs (001) surfaces exposed to a nitrogen plasma,” *Journal of Applied Physics* **54**(7), 3993–3997 (1983).
- [74] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur, *Handbook Series On Semiconductor Parameters, vol. Ternary and Quaternary III-V Compounds* (1996).
- [75] D. Aspnes, “Recombination at semiconductor surfaces and interfaces,” *Surface Science* **132**(1-3), 406 – 421 (1983).
- [76] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons,” *Phys. Rev.* **87**(5), 835–842 (1952).
- [77] R. N. Hall, “Electron-Hole Recombination in Germanium,” *Phys. Rev.* **87**(2), 387 (1952).
- [78] D. T. Stevenson and R. J. Keyes, “Measurements of the recombination velocity at germanium surfaces,” *Physica* **20**(7-12), 1041 – 1046 (1954).
- [79] P. Viktorovitch, “Passivation des semiconducteurs III-V,” *Rev. Phys. Appl.* **25**(9), 895–914 (1990).
- [80] J. H. C. Casey and E. Buehler, “Evidence for low surface recombination velocity on n-type InP,” *Applied Physics Letters* **30**(5), 247–249 (1977).
- [81] W. E. Spicer, Z. Liliental-Weber, E. Weber, N. Newman, T. Kendelewicz, R. Cao, C. McCants, P. Mahowald, K. Miyano, and I. Lindau, “The advanced unified defect model for Schottky barrier formation,” *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **6**(4), 1245–1251 (1988).
- [82] S. P. Svensson, J. Kanski, T. G. Andersson, and P.-O. Nilsson, “Photoemission studies of the band bending on MBE-grown GaAs(001),” *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures* **2**(2), 235–239 (1984).
- [83] D. D. Nolte, “Surface recombination, free-carrier saturation, and dangling bonds in InP and GaAs,” *Solid-State Electronics* **33**(2), 295 – 298 (1990).
- [84] L. Jastrzebski, J. Lagowski, and H. C. Gatos, “Application of scanning electron microscopy to determination of surface recombination velocity : GaAs,” *Applied Physics Letters* **27**(10), 537–539 (1975).
- [85] S. Y. Hu, S. W. Corzine, K.-K. Law, D. B. Young, A. C. Gossard, L. A. Coldren, and J. L. Merz, “Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum-well ridge-waveguide lasers,” *Journal of Applied Physics* **76**(8), 4479–4487 (1994).

- [86] M. V. Lebedev, "Passivation at semiconductor/electrolyte interface : Role of adsorbate solvation and reactivity in surface atomic and electronic structure modification of III-V semiconductor," *Applied Surface Science* **254**(24), 8016 – 8022 (2008).
- [87] V. N. Bessolov, E. V. Konenkova, and M. V. Lebedev, "Sulfidization of GaAs in alcoholic solutions : a method having an impact on efficiency and stability of passivation," *Materials Science and Engineering : B* **44**(1-3), 376 – 379 (1997).
- [88] M. V. Lebedev, "Hardness and condensed softness of atoms in HS- ion solvated by amphiprotic solvents," *Chemical Physics Letters* **419**(1-3), 96 – 100 (2006).
- [89] M. V. Lebedev, "Sulfur Adsorption at GaAs : Role of the Adsorbate Solvation and Reactivity in Modification of Semiconductor Surface Electronic Structure," *The Journal of Physical Chemistry B* **105**(23), 5427–5433 (2001).

Liste des tableaux

III.1 Conditions des expériences de gravure.	77
III.2 Résumé des valeurs σ obtenues par le modèle balistique pour différentes durées et conditions de gravure.	86
III.3 Caractéristiques des réseaux aléatoires de trous pour l'expérience de passivation azote avec hydrazine et soufre au thioacétamide.	91
III.4 Synthèse des échantillons pour l'étude de la passivation azote et soufre. . .	92
B.1 Influence de la chimie du plasma sur la vitesse de gravure en mode ICP-RIE .	113