



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*
Discipline ou spécialité : *Microondes, Electromagnétisme et Optique*

Présentée et soutenue par *Alexandre LARRUE*
Le 17 Décembre 2009

Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 μm en filière GaAs

JURY

Adnen MLAYAH, Président
Béatrice DAGENS, Rapporteur
Xavier LETARTRE, Rapporteur
Alexei TCHELNOKOV
Françoise LOZES-DUPUY
Sophie BONNEFONT
Invité : Jacques BERTHON

Ecole doctorale : *GEET*
Unité de recherche : *LAAS-CNRS, Groupe Photonique*
Directrice de Thèse : *Françoise LOZES-DUPUY*
Co-Directrice de Thèse : *Sophie BONNEFONT*

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

délivré par l'**Université Toulouse III – Paul Sabatier**

Ecole Doctorale : Génie Electrique, Electronique, Télécommunications

Discipline : Micro-onde, Electromagnétisme, et Optoélectronique

présentée et soutenue

par

Alexandre LARRUE

le 17 Décembre 2009

Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 μm en filière GaAs

Directrices de thèse :
Françoise LOZES-DUPUY
Sophie BONNEFONT

JURY

Président : Adnen MLAYAH
Rapporteurs : Béatrice DAGENS
Xavier LETARTRE
Examineurs : Alexei TCHELNOKOV
Françoise LOZES-DUPUY
Sophie BONNEFONT
Invité : Jacques BERTHON

Remerciements

Après trois années de travail, voici venu le temps de remercier toutes celles et ceux qui ont participé à leur manière à la réalisation de ces travaux. Trois ans de thèse, c'est trois ans de travail d'équipe, de discussions enrichissantes, de rencontres diverses et variées, bref, trois ans de vie.

Je voudrais remercier en premier lieu la Délégation Générale de l'Armement pour avoir soutenu ce travail de thèse et tout particulièrement Bruno Desruelle qui m'a permis de réaliser ce travail et qui a suivi sa progression.

Je tiens à remercier chaleureusement les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'évaluer mes travaux : Adnen Mlayah, Professeur à l'université Paul Sabatier de Toulouse, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse ; Béatrice Dagens, Directrice de recherche CNRS à l'Institut d'Electronique Fondamentale à Orsay, et Xavier Letartre, Directeur de recherche CNRS à l'Institut des Nanotechnologies de Lyon, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse, et l'avoir enrichi par leurs remarques ; Alexei Tchelnokov, Ingénieur au CEA-LETI à Grenoble, et Jacques Berthon, Ingénieur au CNES, pour avoir accepté d'être examinateurs de mes travaux.

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe Photonique du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse. Je remercie Messieurs Malik Ghallab et Raja Chatila, directeurs successifs de ce laboratoire, de m'avoir accueilli et de m'avoir permis de réaliser ce travail.

Je remercie très sincèrement mes directrices de thèse, Françoise Lozes-Dupuy et Sophie Bonnefont de m'avoir soutenu pendant trois ans. La réussite et la qualité d'une thèse sont aussi le résultat d'un bon encadrement. Leurs qualités humaines, leur passion pour la recherche, leur rigueur, leurs compétences, sans oublier leurs remarques et leurs corrections ont permis l'aboutissement de ce travail. Je les remercie chaleureusement de m'avoir fait confiance pendant trois ans.

J'adresse aussi mes sincères remerciements à Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant pour leurs investissements dans ce travail, leurs conseils et leurs remarques toujours pertinentes, ainsi que pour leur grande générosité. Je remercie également Philippe Arguel pour ses encouragements et sa bonne humeur aveyronnaise. Enfin, je remercie les autres membres du groupe Photonique, Guilhem Almuneau, Véronique Bardinal et Chantal Fontaine pour leur gentillesse et pour les discussions scientifiques partagées à la « favelaas ».

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du service TEAM qui assure le fonctionnement de la salle blanche du LAAS dans la bonne humeur et qui, sans leur concours, ces travaux n'auraient pu être réalisés. En particulier, je remercie Pascal Dubreuil, Djaffar Belharet et Laurent Jalabert de la zone gravure pour leurs conseils, leurs disponibilités, pour le temps et l'intérêt qu'ils ont consacrés à mes travaux ; Sébastien Pinaud et Ludovic Salvagnac de la zone métallisation ; Laurent Bouscayrol et Bernard Rousset de la zone de dépôts diélectriques ; David Colin et Thierry Do Conto de la zone d'assemblage ; Jean-Baptiste Doucet pour ses connaissances encyclopédiques en chimie ; Franck Carcenac pour toutes les discussions sur la lithographie électronique et son excellente formation au MEB ; ainsi qu'Emmanuelle Daran, Monique Benoit, Laurent Mazenq, Fabien Mesnilgrete, Stéphane

Aouba, Pierre-François Calmon et David Bourrier. Je remercie aussi Alexandre Arnoult et Guy Lacoste, sans qui les plaques épitaxiées n'auraient pu voir le jour. En plus de leurs compétences, j'aimerais remercier tout particulièrement Bernard Rousset et Alexandre Arnoult pour tous les bons moments passés ensemble à Taïwan.

Comment ne pas remercier les thésards et les post-doctorants du groupe avec qui j'ai partagé de très bons moments et qui ont rendu cette thèse agréable à vivre par l'ambiance qu'ils ont pu apporter.

Je remercie tout d'abord toute la bande de l'ex bureau D28 : Benoit, Stephan, Mathieu, Olivier B. et Pierre-Henri, qui m'ont bien intégré à mon arrivée dans le groupe, formé à tous les vices de la vie de thésard, et avec qui je garderai de très bons souvenirs. Un grand merci à eux pour toutes les folles aventures vécues ensemble au LAAS et en dehors. Je remercie également Eric, Moustapha, Isaac et Olivier D. (véritable encyclopédie sportive) pour avoir animé les pauses à la « favelaas ». Je remercie Kostas, véritable partenaire de thèse (et de mots fléchés) toujours prêt à rendre service, et avec qui j'ai démarré et fini ce travail au LAAS. Je n'oublierai jamais sa zen-attitude, véritable façon de voir la vie toujours du bon côté. Je remercie également Souad pour sa gentillesse et son aide précieuse en salle blanche, ainsi que pour avoir apporté un peu de finesse dans le groupe très masculin des thésards. Je remercie Aude et David, du groupe MOST, pour les nombreux échanges presque toujours scientifiques. Enfin, j'ai une pensée affectueuse pour les petits derniers du groupe : Julien (je ne dirai rien...mais il y a tant de choses à dire !), Kristel, Benjamin, Youness, Fares et Xavier. A eux, je leur souhaite tous mes vœux de réussite pour leur thèse.

Je pense aussi à mes amis sarladais qui m'ont soutenu, chacun à leur façon lors de cette thèse, Michael, Julien, Fannie, Sylvain et Damien.

Enfin, mes remerciements les plus sincères vont à mes parents et à mon frère pour leur soutien sans failles durant toutes ces années d'étude.

Je m'excuse auprès de ceux que j'oublie et les remercie pour l'aide qu'ils ont pu me fournir durant ces années de thèse.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE I : VERS DES SOURCES LASER DFB A CRISTAL PHOTONIQUE.....	9
I Introduction	9
II Rappels sur les cavités de diodes laser	9
II.1 Cavités Fabry-Perot.....	9
II.2 Couplage longitudinal de cavités Fabry-Perot	10
II.3 Diodes laser à réseaux de Bragg	11
II.4 Diodes laser α -DFB.....	12
III Sources laser à cristaux photoniques planaires.....	13
III.1 Introduction	13
III.2 Microcavités membranaires	14
III.3 Diodes laser à cristal photonique	15
III.3.1 Incorporation localisée de réflecteurs à cristaux photoniques dans des diodes lasers conventionnelles	15
a Réflecteur à cristal photonique 1D	15
b Réflecteur à cristal photonique 2D	16
III.3.2 Laser à cristal photonique émettant par la tranche.....	16
a Approche membrane	17
b Approche substrat.....	17
IV Analyse préliminaire d'un guide W3	18
IV.1 Choix de la structure	18
IV.2 Outils de modélisation	19
IV.2.1 Méthode des ondes planes	19
IV.2.2 Modélisation par FDTD	20
IV.3 Analyse du comportement d'un guide W3 Γ K.....	21
IV.3.1 Analyse modale du guide W3 Γ K.....	21
IV.3.2 Analyse du couplage des modes en bord de zone de Brillouin.....	24
a Caractéristiques des modes au premier point de repliement	25
b Caractéristiques des modes au second point de repliement	26
IV.3.3 Analyse du mode fondamental au second point de repliement par la méthode FDTD	28
V Conclusion.....	31
Références.....	32
CHAPITRE II : INGENIERIE D'UN LASER MEMBRANAIRE A CRISTAL PHOTONIQUE	39
I Introduction	39
II Fabrication des lasers membranaires	39
II.1 Procédé de fabrication.....	39
II.1.1 Etapes technologiques	40
II.1.2 Structure épitaxiale des couches.....	40
II.1.3 Lithographie électronique.....	41
II.1.4 Gravure sèche.....	42
II.1.5 Libération de la membrane	43
II.1.6 Amincissement, clivage et report des barrettes	44
II.2 Architectures des lasers	45
II.2.1 Définition de la cavité	45

II.2.2	Motifs complémentaires	45
III	Caractérisation et analyse des lasers membranaires	47
III.1	Description du banc de caractérisation.....	47
III.2	Analyse expérimentale du diagramme de bandes	48
III.3	Détermination expérimentale des paramètres d'étude	50
IV	Contrôle de l'émission des lasers par déformation rectangulaire de la maille	53
IV.1	Introduction	53
IV.2	Contrôle de la longueur d'onde d'émission par déformation affine de la maille	54
IV.2.1	Influence théorique de la déformation rectangulaire de la maille sur la longueur d'onde d'émission	54
a	Principe général.....	54
b	Influence de la déformation affine sur le diagramme de bandes	55
c	Impact de la déformation sur le mode fondamental	56
d	Impact de la déformation sur le mode latéral 1	57
IV.2.2	Résultats expérimentaux de la déformation affine.....	58
a	Cas des lasers ayant un paramètre de maille a égal à 306 nm.....	59
b	Cas des lasers ayant un paramètre de maille a égal à 304 nm.....	60
IV.2.3	Analyse des résultats expérimentaux.....	60
a	Analyse de l'émission sur le mode fondamental	60
b	Analyse de l'émission sur le mode latéral 1	63
IV.2.4	Conclusion sur le contrôle de la longueur d'onde d'émission par déformation affine	64
V	Impact des miroirs de fin de cavité sur la sélectivité modale des lasers W3ΓK déformés.....	65
V.1	Conception des miroirs de fin de cavité	65
V.2	Résultats expérimentaux	66
V.2.1	Résultats et analyse du comportement spectral des lasers déformés définis suivant l'architecture $A2_D$	66
V.2.2	Résultats et analyse du comportement spectral des lasers déformés définis suivant l'architecture $A2_T$	69
V.2.3	Conclusion sur l'influence des miroirs de fin de cavité sur le spectre d'émission des lasers DFB déformés	70
VI	Optimisation du facteur de qualité pour les guides W3ΓK.....	71
VI.1	Ingénierie de la maille en vue de l'optimisation du facteur de qualité du mode fondamental	71
VI.1.1	Effet de la largeur du guide	71
VI.1.2	Combinaison de la déformation rectangulaire de la maille et de la déformation de la largeur du guide	72
VI.2	Etude expérimentale.....	75
VI.2.1	Analyse des résultats expérimentaux de l'échantillon I.....	75
VI.2.2	Analyse des résultats expérimentaux de l'échantillon II	78
VII	Conclusion	79
	Références.....	81

CHAPITRE III : DEVELOPPEMENT D'UN PROCEDE DE GRAVURE A FORT RAPPORT D'ASPECT POUR LA REALISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES DANS LA FILIERE ALGAAS/GAAS

I	Introduction	83
II	Contexte et état de l'art de la gravure à fort rapport d'aspect de cristaux photoniques 2D dans le système AlGaAs/GaAs	84
II.1	Contexte du procédé de gravure profonde dans la filière GaAs	84
II.2	Etat de l'art de la gravure des cristaux photoniques en GaAs	85
II.2.1	Gravure des miroirs de Bragg dans la filière GaAs	85
II.2.2	Gravure profonde des cristaux photoniques 2D	85

III	Généralités sur la gravure sèche	86
III.1	Introduction.....	86
III.1.1	Gravure ionique réactive (RIE)	87
III.1.2	La gravure par faisceau d'ions.....	87
III.2	Défauts caractéristiques des profils de gravure liés à la gravure plasma	88
III.3	Gaz réactifs mis en jeu pour la gravure plasma dans la filière GaAs	90
III.4	Moyens et technologies disponibles au laboratoire.....	91
III.4.1	Description	91
III.4.2	Paramètres de gravure	92
III.4.3	Procédé de gravure de motifs nanométriques dans la filière GaAs	92
IV	Développement d'une stratégie de masquage.....	94
IV.1	Etat de l'art des stratégies de masquage utilisées pour la gravure profonde de cristaux photoniques.....	94
IV.1.1	Procédures de gravure de motifs nanométriques à fort rapport d'aspect dans les matériaux III-V	94
IV.1.2	Matériaux de masquage	97
a	Résines électrosensibles	97
b	Matériaux diélectriques	97
c	Couches métalliques.....	97
d	Polymère HSQ	98
IV.2	Mise en place d'une stratégie de masquage	98
IV.2.1	Sélection des masques	98
IV.2.2	Mise en œuvre	100
IV.3	Définition des cristaux photoniques dans une couche de chrome	101
IV.3.1	Lift-off du chrome pour la réalisation de cristaux photoniques.....	102
a	Mise en place du procédé de lift-off.....	102
b	Limites du procédé lift-off	104
IV.3.2	Gravure ICP-RIE du chrome	105
a	Principe	105
b	Etat de l'art de la gravure du chrome pour des motifs nanométriques	106
c	Procédé de gravure du chrome développé au laboratoire.....	107
d	Limite actuelle de la gravure du chrome et perspectives.....	108
IV.4	Gravure de la silice pour les cristaux photoniques.....	108
IV.4.1	Principe général de la gravure de la silice	108
IV.4.2	Mise en place d'un procédé de gravure de la silice permettant l'obtention de profils verticaux ..	109
IV.4.3	Comparaison avec les profils de gravure obtenus dans la littérature	110
IV.5	Conclusion de la stratégie de masquage.....	110
V	Gravure à fort rapport d'aspect dans le système AlGaAs/GaAs.....	112
V.1	Etude de la gravure profonde avec le procédé de base.....	112
V.2	Impact de l'azote et de l'oxygène dans les procédés de gravures chlorées pour la réalisation de cristaux photoniques à fort rapport d'aspect dans le GaAs	113
V.2.1	Ajout d'oxygène dans la gravure à base de Cl ₂ /N ₂	114
V.2.2	Influence de l'azote sur les flancs de gravure.....	115
a	Impact de l'augmentation du ratio d'azote sur les profils de gravure des tranchées	115
b	Impact de l'augmentation du ratio d'azote sur les profils de gravure des trous du cristal photonique	117
V.3	Développement d'un procédé de gravure multi-étapes de type Bosch pour la gravure à fort rapport d'aspect dans le GaAs	120
V.3.1	Introduction	120
V.3.2	Principe de la DRIE du silicium.....	121
V.3.3	Adaptation du procédé Bosch à la filière GaAs/AlGaAs	121
V.3.4	Adaptation du procédé au GaAs.....	122
a	Etude préliminaire.....	122
b	Rôle du plasma d'oxygène post-gravure dans le procédé multi-étapes.....	126
c	Conclusion du procédé multi-étapes pour la gravure profonde de cristaux photoniques dans le GaAs massif.....	128

V.3.5	Application du procédé multi-étapes à la gravure à fort rapport d'aspect dans le système AlGaAs/GaAs.....	128
VI	Conclusion.....	131
	Références.....	133
	CONCLUSION GENERALE	137
	LISTE DES PUBLICATIONS.....	141

Introduction Générale

Le domaine des lasers à semiconducteur est encore l'objet de nombreuses recherches, stimulées par l'apport de nouveaux concepts, l'évolution rapide des technologies, et l'exigence permanente de nouvelles performances pour satisfaire un vaste champ d'applications. Par leurs nombreux avantages, les diodes laser se sont imposées comme le composant clé de nombreux systèmes photoniques, au cœur des réseaux des télécommunications optiques, au sein de techniques optiques pour l'instrumentation ou la métrologie. Cependant, les diodes laser doivent encore améliorer leur niveau de performances et répondre notamment à un besoin impérieux en haute qualité spectrale et en technologies d'intégration optique.

L'essor des réseaux multiplexés en longueurs d'ondes a suscité des besoins en diodes laser monofréquence, dont le contrôle et la reproductibilité de la longueur d'onde d'émission soient bien maîtrisés. Les sources monomodes se sont développées à partir de cavités monolithiques incorporant un réseau de Bragg pour assurer la rétroaction optique et le filtrage spectral. Ces sources, plus connues sous le nom de lasers DFB (Distributed FeedBack laser) ou lasers DBR (Distributed Bragg Reflector), se sont révélées comme les sources les plus adaptées pour remplir les conditions requises par les télécommunications. Cependant, le niveau d'exigence en qualité spectrale a conduit au développement des cavités complexes, comportant plusieurs sections pour contrôler la phase et le champ longitudinal, en tout point de fonctionnement.

Malgré d'importants efforts de recherches, les sources DFB n'ont pu répondre pleinement aux besoins en sources à longueurs d'onde multiples, précisément contrôlées, et à rendement de fabrication élevé. Ainsi, l'exploitation des effets de contrainte dans les puits quantiques, l'incorporation de réseaux échantillonnés, ou l'introduction du couplage par le gain ont permis de repousser les limites de performances des lasers DFB, mais au prix d'une sophistication de la structure qui se heurte aux limites des procédés technologiques et des conditions pratiques d'utilisation.

Les concepts et les technologies développés pour les sources dédiées aux télécommunications optiques n'ont pu être étendus à tous les domaines spectraux. En effet, la réalisation des sources s'appuie, pour une gamme spectrale donnée, sur une filière d'alliages et des développements technologiques spécifiques, de plus la mise à l'échelle du composant entraîne un contrôle de dimensions plus difficile aux longueurs d'onde submicroniques.

Dans le domaine du proche infra-rouge, les sources monomodes ont fait appel à une architecture verticale, à partir de cavités multicouches à émission surfacique, délimitées par des miroirs de Bragg (Vertical Cavity Surface Emitting Laser). Cette architecture est particulièrement adaptée à la filière GaAs et l'émission est intrinsèquement monomode grâce à une longueur de cavité de l'ordre du micron. Cependant, la stabilisation du mode latéral, le contrôle de la polarisation ou l'émission de puissance nécessitent une sophistication de ces structures qui limite encore leur développement à grande échelle. Les cavités DFB, longtemps écartées en raison des difficultés technologiques, apparaissent désormais comme des sources monomodes alternatives grâce à l'émergence de la lithographie électronique. Les premières

sources DFB à réseau latéral métallique sont prometteuses, mais un important effort de développement sera encore nécessaire pour atteindre le degré de fonctionnalité obtenu sur les diodes pour les télécommunications optiques.

Les concepts récents de la nanophotonique, associés aux progrès des procédés technologiques, permettent cependant d'envisager de nouvelles générations de diodes laser. Les cristaux photoniques planaires sont considérés comme une brique de base générique pour les composants photoniques, l'ingénierie de maille photonique permettant d'exploiter les propriétés remarquables des matériaux à bande interdite photonique. Les microcavités, présentant de forts coefficients de qualité pour de faibles volumes électromagnétiques, constituent une rupture conceptuelle et technologique par rapport aux diodes laser conventionnelles, offrant de nouvelles perspectives pour repousser les limites de performances actuelles et obtenir de nouvelles fonctionnalités optiques. En outre, les cristaux photoniques bidimensionnels permettent l'intégration planaire de la microcavité avec des fonctionnalités optiques, dont une retombée considérable serait l'émergence de circuits intégrés photoniques.

De nombreux travaux concernent le contrôle des interactions lumière-matière dans des microcavités, dans la perspective de nouvelles sources pour l'information quantique ou le traitement optique du signal. Cependant, de nombreux efforts sont encore nécessaires pour faire émerger une approche générique reposant sur une méthodologie générale de conception et de réalisation des composants photoniques, et compatible avec des conditions pratiques d'utilisation, que ce soit en commande optique ou électrique.

Le travail de cette thèse s'inscrit dans ce dernier défi, avec un double objectif :

- étudier d'une part, les potentialités des cristaux photoniques planaires pour repousser les limitations des diodes laser conventionnelles les plus avancées (diodes DFB, VCSELs), en démontrant un meilleur contrôle du comportement modal : il s'agit de définir des architectures de cavité assurant un fonctionnement monomode robuste, à la fréquence d'émission requise.

- étudier d'autre part la faisabilité technologique de diodes planaires AlGaAs/GaAs entièrement définies par des cristaux photoniques bidimensionnels et pompées électriquement : il s'agit avant tout de lever le verrou de la gravure profonde à fort rapport d'aspect dans les alliages AlGaAs, pour permettre la réalisation de cristaux photoniques dans la gamme du proche infra-rouge et leur incorporation dans des hétérostructures laser adaptées au pompage électrique.

Ce mémoire comporte trois chapitres.

Le premier chapitre rappelle les cavités conventionnelles de diodes laser à émission monomode, ainsi que les nouvelles architectures apportées par les cristaux photoniques. Nous étudions plus particulièrement une cavité linéaire à cristal photonique bidimensionnel, pour constituer la base de notre étude sur le comportement DFB de ces cavités. Nous en déduisons les points de fonctionnement favorables à une émission de type DFB.

Le second chapitre présente la conception et la réalisation d'une source laser GaAs comportant un guide à cristal photonique W3TK. Nous proposons un procédé de réalisation de cavités membranaires, fonctionnant sous pompage optique, et présentons l'approche expérimentale pour caractériser leurs performances. Plusieurs architectures DFB sont successivement proposées, sur la base d'une analyse modale approfondie, confrontant le

calcul théorique et la caractérisation expérimentale des cavités réalisées. L'objectif d'une émission monomode à forte discrimination modale nous conduit à comparer diverses voies d'ingénierie de la maille photonique et à analyser les mécanismes de sélection modale. Nous en déduisons des principes de conception permettant de conforter le fonctionnement de la cavité sur un seul mode tout en limitant les effets parasites de réinjection optique dans la cavité.

Le dernier chapitre s'attaque au verrou technologique de la gravure des cristaux photoniques dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs, par l'étude technologique des deux points clé : la gravure à fort rapport d'aspect dans les alliages AlGaAs et le masque de gravure adapté au procédé de gravure du semiconducteur et aux dimensions submicroniques des motifs photoniques. Nous proposons une stratégie de masquage multi-étapes, ainsi qu'un procédé de gravure original, en vue de la réalisation d'une diode laser AlGaAs entièrement définie par cristal photonique et compatible avec un pompage électrique.

Chapitre I : Vers des sources laser DFB à cristal photonique

I INTRODUCTION

Les lasers à semiconducteur sont des éléments clés du développement des systèmes optiques. Cependant, malgré leur maturité, ils ne peuvent satisfaire pleinement les besoins de certaines applications - comme les télécommunications optiques, la spectroscopie ou la métrologie- qui exigent un comportement monomode, stable, et une fréquence d'émission précise. Dans ce contexte, nous proposons d'explorer l'apport des cristaux photoniques dans la cavité d'un laser à semiconducteur en particulier dans le domaine du contrôle spectral de l'émission.

La première partie rappelle les architectures de base des diodes laser, et souligne l'intérêt des cristaux photoniques au sein des microcavités.

La deuxième partie présente les premières réalisations de diodes laser incorporant des cristaux photoniques planaires dans leur structure, par des miroirs localisés ou à travers une conception « tout cristal photonique » de la structure.

Dans la dernière partie, nous proposons d'étudier un cas type de cavité linéique à cristal photonique. Nous présentons les outils de modélisation qui permettent d'étudier l'influence des paramètres du cristal sur le comportement modal du guide. L'analyse modale du guide à cristal photonique permet de préciser les mécanismes de couplage optique et de dégager un point de fonctionnement pour la cavité laser.

II RAPPELS SUR LES CAVITES DE DIODES LASER

Nous rappelons les concepts de base qui ont caractérisé l'évolution des cavités de diodes laser, en nous intéressant tout particulièrement à l'obtention d'une émission monomode. Ce paragraphe est une présentation succincte des différentes structures de cavité laser, qui a pour but d'introduire les principaux concepts de cavité et les technologies afférentes auxquels nous ferons référence dans la suite de ce mémoire.

II.1 Cavités Fabry-Perot

Historiquement, les premières diodes laser ont été réalisées à partir de cavités de type Fabry Pérot, les miroirs étant obtenus par clivage du semiconducteur. Le milieu actif est constitué par des puits quantiques dont la composition détermine la gamme spectrale d'émission. Ces puits sont au cœur d'une hétérostructure qui constitue un guide optique monomode, la propagation de l'onde étant parallèle au plan des couches. Les cavités présentent, pour des raisons pratiques de clivage, des longueurs de cavité supérieures à la centaine de microns. Ces dimensions, associées à la largeur spectrale du gain des puits quantiques, ne permettent pas de

sélectionner un seul mode longitudinal de la cavité Fabry-Pérot, et l'émission est multimodale.

Les VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) incorporent les miroirs de Bragg directement lors de l'étape de croissance des couches, par un empilement de couches quart d'ondes de part et d'autre des couches actives. Contrairement aux diodes conventionnelles, l'émission se fait par la surface, perpendiculairement au plan des couches. La longueur de la cavité est de l'ordre de quelques microns, et ces lasers sont intrinsèquement monomodes longitudinaux : cependant, la faible épaisseur du milieu actif nécessite la réalisation d'empilements de Bragg dont la réflectivité soit supérieure à 99% pour obtenir une émission laser. Cette condition drastique n'a pas permis de couvrir tout le domaine spectral offert par les semiconducteurs, les VCSELs étant encore principalement développés en filière GaAs.

Une solution alternative au clivage des facettes consisterait à incorporer des miroirs de Bragg en gravant profondément les couches laser aux extrémités de la cavité, en alternant air et semiconducteur. Ces fortes variations d'indice entre l'air et le semiconducteur permettraient d'atteindre de fortes réflectivités en quelques périodes, compatibles avec la réalisation de cavités « horizontales » ultra-courtes et donc monomodes longitudinalement. Cependant, les contraintes technologiques sont importantes: la profondeur de gravure doit être suffisante pour réfléchir le mode optique de la cavité ce qui nécessite un rapport d'aspect élevé (profondeur gravée/espace entre les tranches). De plus, la qualité des flancs en termes de rugosité et de verticalité est absolument nécessaire pour éviter toutes pertes modales. De telles difficultés technologiques n'ont pas permis à ce jour de développer cette voie.

II.2 Couplage longitudinal de cavités Fabry-Perot

Le couplage longitudinal de cavités Fabry Pérot a été proposé il y a une vingtaine d'années. Le principe repose sur le couplage de deux cavités Fabry Pérot séparées longitudinalement par un faible gap d'air. La cavité globale est ainsi composée de deux sections, de longueurs variables. Du fait de leurs longueurs de cavité différentes, l'intervalle spectral entre deux modes Fabry-Pérot diffère entre les deux cavités. En faisant coïncider les deux peignes de modes sur une longueur d'onde commune, on obtient une émission monomode de la cavité entière. En faisant varier les courants dans les deux segments de la cavité, une plage d'accordabilité en longueur d'onde peut être obtenue.

Les réalisations correspondantes, effectuées dans les années 80, portaient sur le report et l'alignement des deux cavités sur un même support [1], ou la gravure d'un gap d'air dans un laser Fabry Pérot conventionnel [2]. Dans le premier cas, les deux cavités Fabry Pérot possèdent des facettes clivées, et la réalisation pratique de la cavité correspondante C^3 (pour Cleaved Coupled Cavity), se heurte à la difficulté de l'alignement, qui est l'étape critique du procédé. Au contraire, dans le second cas, les deux cavités sont auto-alignées, l'intervalle entre les cavités est mieux contrôlé, mais une des facettes des deux lasers est formée par un miroir gravé de moins bonne qualité. Les limitations technologiques inhérentes à ces procédés, et en particulier les problèmes liés à la reproductibilité, n'ont pas conduit à poursuivre ces 2 approches, mais à s'orienter plutôt sur des cavités monolithiques à rétroaction distribuée.

II.3 Diodes laser à réseaux de Bragg

L'incorporation de réseaux de Bragg dans les cavités des lasers à semiconducteurs s'est imposée comme la voie la plus efficace pour obtenir une émission monomode longitudinale et répondre notamment aux besoins des télécommunications optiques. Les réseaux de Bragg assurent en effet un filtrage spectral des modes, et peuvent être intégrés selon deux types de configuration : les lasers à réflecteurs de Bragg Distribués, couramment appelés DBR (Distributed Bragg Reflector lasers) incorporent les réseaux de part et d'autre du guide actif (en remplacement des miroirs clivés), tandis que les lasers à contre réaction distribuée ou DFB (Distributed Feedback laser) comportent le réseau le long du guide actif.

Un réseau de Bragg est une structure périodique d'indice de réfraction. Son coefficient de réflexion dépend de la longueur d'onde. Pour les longueurs d'onde qui se situent aux alentours de la longueur d'onde de Bragg λ_{Bragg} , donnée par la relation : $\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{2\Lambda}{m} n_{\text{eff}}$, où Λ est le pas du réseau, m un entier correspondant à l'ordre de diffraction du réseau, et n_{eff} l'indice effectif du guide dans la zone du réseau, les réflexions multiples aux interfaces sont en phase et le coefficient de réflexion est maximal. Pour les longueurs d'onde éloignées de la longueur d'onde de Bragg, les ondes ne peuvent pas s'ajouter de façon constructive et le coefficient de réflexion est faible. Les ondes propagatives et contra-propagatives se couplent et une dégénérescence est levée entre les deux autour de la longueur d'onde de Bragg. Ces ondes sont alors déphasées de π et ont des longueurs d'onde légèrement différentes de la longueur d'onde de Bragg.

Dans le cas d'un réseau du premier ordre et en l'absence de réflexions sur les facettes, les deux modes DFB dégénérés présentent rigoureusement les mêmes gains et le même décalage spectral par rapport à la longueur d'onde de Bragg. Un laser DFB du premier ordre est alors intrinsèquement bimode. En pratique, l'étape de clivage fixe les conditions de réinjection aux facettes pour les deux modes. Ces conditions n'étant pas exactement les mêmes, un mode est alors privilégié de façon aléatoire pour l'émission laser.

Plusieurs voies ont été exploitées pour contrôler la longueur d'onde d'émission et favoriser une émission monomode, comme polariser la section réseau et/ou insérer une section de phase. L'utilisation de ces sources pour les télécommunications optiques a suscité un grand nombre de travaux pour assurer le contrôle et la reproductibilité de la longueur d'onde d'émission, tout en obtenant des caractéristiques de fonctionnement répondant aux conditions requises en courant de seuil, puissance de sortie, bande passante, dérive dynamique de fréquence, largeur de raie, insensibilité aux réflexions parasites, etc. Des structures de cavité multisections ont été ainsi développées, exploitant à la fois les propriétés de gain et les caractéristiques offertes par différents types de couplage optique intra-cavité [3, 4]. D'une façon générale, malgré les progrès sur la sélection modale apportés aux structures DFB, un tri des lasers par le fabricant en fonction de leurs performances spectrales reste généralement nécessaire pour s'assurer du caractère monomode du composant, et la mise en œuvre pratique du laser nécessite l'injection contrôlée de plusieurs courants.

D'un point de vue technologique, la réalisation des structures DFB nécessite la réalisation des réseaux de Bragg qui est une étape critique du procédé de fabrication. Les premiers travaux sur les diodes laser faisaient intervenir des systèmes holographiques comme étape de lithographie. Dans le domaine des courtes longueurs d'onde ($< 1 \mu\text{m}$), il était très difficile de maîtriser la réalisation des réseaux de Bragg du premier ordre, en raison des dimensions mises

en jeu. La lithographie électronique ou la lithographie par ultraviolets profonds (Deep UV) ont apporté récemment des techniques de lithographie mieux adaptées à l'écriture de dimensions sub-microniques. Par ailleurs, l'incorporation du réseau de Bragg dans le guide d'onde entraîne une ou plusieurs étapes d'épitaxie. Si la reprise d'épitaxie est bien maîtrisée dans la filière InP pour des longueurs d'onde des télécommunications, elle est en revanche beaucoup plus problématique pour des matériaux contenant des couches d'aluminium. Peu de publications ont rapporté la réalisation de structures DFB comportant un réseau enterré dans la filière GaAs [5-8]. Pour limiter le nombre de phases d'épitaxie, des structures DFB reposant sur une gravure du réseau en fin de process ont été développées. Une première approche a consisté à graver profondément un réseau sur tout l'empilement de la structure [9-11]. Une deuxième voie consiste à réaliser le réseau dans l'épaisseur du guide latéral de part et d'autre du ruban actif [12, 13].

Une autre alternative a proposé de remplacer le réseau latéral gravé dans la structure par un réseau métallique soit à la surface du laser [14], soit plus récemment au bas du ruban [15]. Ces structures exploitent le principe de couplage complexe par le gain qui permet de repousser les limitations des DFB standards dues à l'existence des deux modes dégénérés [16, 17]. La technologie de réseau métallique au pied du ruban est complètement générique. D'ores et déjà, elle a été appliquée non seulement à la filière sur GaAs [18-20] mais également à la filière sur GaSb [21, 22]. Les structures rapportées présentent des émissions monomodes avec des valeurs du taux de réjection du mode secondaires d'au moins 25 dB. Ces structures sont susceptibles de répondre aux besoins des applications en termes de qualité spectrale d'émission, mais encore peu compatibles avec une intégration dans un système photonique planaire.

II.4 Diodes laser α -DFB

Le principe du DFB a été étendu à des cavités dont la zone de gain et l'orientation du réseau sont orientées selon une direction qui fait un angle α avec la normale aux facettes. Cette configuration a été proposée tout d'abord pour des cavités à réseaux unidimensionnels [23], puis elle a été étendue au cas de réseaux bidimensionnels. Les réseaux sont gravés en surface de la structure, la profondeur de gravure s'arrêtant au dessus de la zone active, de manière à créer des cavités DFB bidimensionnelles. Ces cavités présentent un grand volume actif (rubans de largeur de l'ordre de 100 μm) et sont destinées à l'émission de puissance selon un faisceau de bonne qualité optique [24]. La double périodicité de la maille photonique apporte deux degrés de liberté pour fixer la longueur d'onde et, par suite, un meilleur contrôle de la longueur d'onde d'émission que pour un laser DFB conventionnel. La gravure de ces réseaux reste superficielle, sans graver le milieu actif, ce qui correspond à une faible modulation de l'indice : les propriétés électromagnétiques n'exploitent pas les bandes interdites photoniques que présentent les structures à cristaux photoniques.

III SOURCES LASER A CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRES

III.1 Introduction

Les progrès des nanotechnologies rendent désormais possible l'exploitation des propriétés des cristaux photoniques pour développer de nouveaux composants photoniques. La plupart des travaux concernent des guides compacts, filtres, structures dispersives et microcavités, mais peu concernent à ce jour les diodes laser. L'introduction de cristaux photoniques bidimensionnels dans les diodes laser est cependant particulièrement prometteuse :

- les propriétés remarquables des cristaux photoniques permettent d'envisager de nouvelles voies d'ingénierie de la cavité, non seulement pour surpasser les performances des diodes laser actuelles, mais aussi pour proposer des diodes laser non conventionnelles présentant des caractéristiques inaccessibles à ce jour par les concepts de cavité actuels.
- l'approche planaire des cristaux photoniques est compatible avec l'intégration monolithique de fonctions optiques avec la source laser, étape essentielle pour autoriser une intégration photonique sur puce incorporant la source laser.

Le choix des architectures reste assez ouvert et plusieurs voies ont été proposées à ce jour. Elles peuvent être réparties suivant deux orientations :

- l'une consiste à introduire localement des cristaux photoniques, par exemple pour remplacer les réflecteurs des diodes laser (face clivée ou réflecteur de Bragg distribué) par un miroir à cristal photonique dont la réflectivité et la bande spectrale peuvent être ajustées par l'ingénierie de la maille photonique (symétrie de la maille, période, facteur de remplissage). Cette approche permet principalement d'améliorer les caractéristiques des composants actuels, tout en exploitant les architectures conventionnelles présentées dans la partie précédente.

- l'autre concerne la définition de nouvelles générations de composants, entièrement définies par des cristaux photoniques planaires. Cette voie tire profit des propriétés des cristaux photoniques pour proposer des principes de cavité originaux, et des fonctionnalités optiques non accessibles par les approches antérieures. Deux approches ont été proposées pour la réalisation de composants planaires : l'« approche membrane », qui repose sur une structuration périodique d'une fine couche de semiconducteur entourée d'air ou de matériau bas indice, et l'« approche substrat » qui utilise le confinement vertical standard procuré par l'empilement de couches d'une diode laser conventionnelle.

La première approche est relativement facile à mettre en œuvre d'un point de vue technologique. Elle est largement utilisée pour la démonstration de microcavités membranaires exploitant les forts coefficients de qualité et les faibles volumes électromagnétiques, en particulier pour la démonstration de nouvelles sources pour l'information quantique. Cependant, les inconvénients majeurs des structures membranaires résident dans la quasi impossibilité de réaliser un pompage électrique et dans la mauvaise conduction thermique de la structure. Le pompage optique de ces sources les rend peu compatibles avec une utilisation pratique. Au contraire, l'« approche substrat » est plus adaptée au pompage électrique des sources et permet une meilleure dissipation thermique dans les composants. Toutefois, elle impose de fortes contraintes sur le procédé de gravure

des cristaux photoniques car des gravures à fort rapport d'aspect sont nécessaires pour limiter les pertes optiques par diffraction dans les cristaux photoniques.

Nous présentons ci-dessous des exemples de réalisations de microcavités membranaires ainsi que différentes approches d'intégration de cristaux photoniques dans des architectures laser conventionnelles.

III.2 Microcavités membranaires

L'introduction d'un défaut localisé dans un cristal photonique 2D définit une microcavité à très faible volume qui conduit à une interaction forte entre les modes de la cavité et l'émission spontanée et autorise des structures à faibles seuil, large bande passante, forte non-linéarité... La plupart des microcavités réalisées présente une émission surfacique obtenue sous pompage optique, à partir des modes de défauts localisés dans la bande interdite photonique ou des modes de Bloch.

En 1999, Painter et al. du CalTech [25] ont rapporté la première émission laser à $1,5\mu\text{m}$ à partir d'une microcavité réalisée dans une membrane d'InGaAsP, caractérisée par l'omission d'un trou dans un cristal photonique à maille hexagonale. Ce résultat a suscité de nombreux travaux, comme ceux de l'équipe de Noda de Kyoto qui a proposé des architectures permettant d'atteindre des coefficients de qualité de 45000 [26] à $\sim 1\,000\,000$ sur des membranes en silicium [27]. Des facteurs de qualité de 220000 à 800000 ont été rapportés par Kuramochi et al. du NTT [28] par une modulation locale de la largeur d'une ligne de défaut. Au KAIST en Corée, l'équipe de Lee a développé de nombreuses cavités fonctionnant sous pompage optique [29-31]. Plus récemment, une avancée majeure a été obtenue en démontrant un fonctionnement sous injection électrique par l'introduction d'un piédestal central sous la cavité [32-34]. Dans la référence [34], il a été rapporté un fonctionnement laser à température ambiante sur le mode hexapole de la cavité avec un courant de seuil aussi faible que $100\ \mu\text{A}$ et un facteur de qualité estimé à 3400.

En France, un effort important de recherches est mené à Lyon par l'INL sur des membranes d'InP contenant des puits quantiques d'InGaAsP, reportées sur SOI par collage moléculaire, dans le cadre d'un partenariat avec le LETI. Une émission laser monomode a été démontrée pour des cavités hexagonales de type H2 et H5. La cavité de type H1 présente un facteur de qualité trop faible pour permettre l'émission laser [35-37]. Sur des structures à maille de graphite sans défaut ponctuel, un fonctionnement en bord de bande avec une puissance de seuil de $50\ \mu\text{W}$ pour un volume de $\sim 7\ \mu\text{m}^3$ et un coefficient de qualité pouvant atteindre 7000 en fonction du taux de remplissage en air est ainsi obtenu [38]. L'introduction d'un miroir de Bragg sous la membrane a permis de réduire la puissance de pompe à $15\ \mu\text{W}$ grâce à l'augmentation du coefficient de qualité du mode résonnant [39]. Très récemment, une structure de type piliers à maille carrée basée sur ce même concept a démontré pour la première fois une émission laser à température ambiante [40]. L'utilisation de cette géométrie de piliers offre une sensibilité accrue de la longueur d'onde d'émission à l'environnement du dispositif et ouvre ainsi la voie au développement de capteurs intégrés pour les systèmes optofluidiques. Le remplacement d'un miroir de Bragg par un miroir métallique, sous la membrane en InP, a été proposé par Vecchi et al [41], au moyen d'une couche de benzocyclobutène (BCB). Cette structure a présenté une émission laser en bord de bande avec un coefficient de qualité de 8400 à la transparence.

Concernant la filière GaAs, on peut souligner principalement les recherches menées par le groupe de Forchel à l'Université de Würzburg ainsi que ceux du groupe de Vuckovic de l'Université de Stanford. Le groupe de Forchel a rapporté une microcavité sur membrane GaAs présentant un facteur de qualité supérieur à 140000 [42, 43] et il a démontré un ajustement de la longueur d'onde d'émission par pas de 1.9 nm en effectuant après caractérisation des étapes de gravure chimique du composant, qui augmentent le diamètre des trous et diminuent l'épaisseur de la membrane.

Parmi l'ensemble des travaux du groupe de Vuckovic, on peut citer notamment la démonstration d'impulsions ultrarapides de l'ordre de quelques picosecondes à partir du couplage de microcavités à maille carrée [44] ainsi que le contrôle électrique de la modulation d'une microcavité couplée à des guides d'onde [45].

En France, dans le cadre d'une collaboration entre Thalès, le LPN et le LCFIO, des coefficients de qualité aussi élevés que 250000 [46] ont été atteints pour des systèmes de microcavité couplée latéralement à un guide d'onde à cristal photonique. Une optimisation de la structure a conduit à l'obtention d'un facteur de qualité ultra élevé de 700000 [47] qui permet d'envisager l'exploitation des effets non-linéaires dans la gamme du microwatt.

Les microcavités sont aussi des candidates potentielles pour la réalisation de sources compactes émettant dans le plan des couches. Ainsi, Yang et al [48] ont démontré l'émission par la tranche d'une cavité de type double hétérostructure intégrée à un guide à cristal photonique. Récemment, en raccourcissant la longueur d'un des miroirs constituant cette cavité de manière à diminuer sa réflectivité, le même groupe de recherche a obtenu une émission monomode à 1.5 μm avec une puissance record de 120 μW [49].

III.3 Diodes laser à cristal photonique

III.3.1 Incorporation localisée de réflecteurs à cristaux photoniques dans des diodes lasers conventionnelles

a Réflecteur à cristal photonique 1D

L'étude de la réduction de dimensions géométriques des dispositifs a conduit à s'inspirer des VCSELs en incorporant dans une cavité horizontale des miroirs de Bragg « verticaux » de forte réflectivité, alternant air et semiconducteur [50]. Cette approche a permis d'obtenir des longueurs de cavité aussi courtes que 12 μm dans la filière GaAs [51], montrant ainsi une réduction de cavité d'un ordre de grandeur par rapport aux cavités horizontales conventionnelles. Récemment, une diode laser à cascade quantique fonctionnant à température ambiante a été réalisée [52].

Au laboratoire, une étude similaire a été développée dans la filière GaAs et a permis d'établir les paramètres géométriques des miroirs nécessaires pour atteindre une réflectivité supérieure à 90%, tout en limitant les pertes par diffraction au passage dans les fentes d'air et les pertes de couplage à l'interface ruban/miroir [53].

b Réflecteur à cristal photonique 2D

Le remplacement des miroirs de fin de cavité usuels par des miroirs à cristaux photoniques a pour intérêt d'éviter les opérations de clivage ou de traitement des facettes lors de la fabrication. Par leur compacité et la possibilité d'ajuster la réflectivité à partir de la maille photonique, ces miroirs offrent plus de degrés de liberté que les miroirs à cristal photonique 1D pour la conception et l'intégration de nouvelles fonctionnalités dans la cavité laser. Ils peuvent être notamment introduits dans les architectures de diodes laser conventionnelles pour favoriser un fonctionnement monomode.

Ainsi, des cavités couplées compactes ont été réalisées par incorporation à la fois d'un miroir intracavité à faible réflectivité et d'un miroir de fin de cavité à forte réflectivité en bout du ruban [54]. Des cavités plus complexes telles que les cavités DFB couplées [55], ou les structures de type MOPA (Master oscillator-power amplifier) [56] ont été rapportées. Dans le dernier cas, le cristal photonique 2D a été utilisé dans la section maître de la structure MOPA pour réaliser un miroir de fin de cavité à forte réflectivité et une cavité de type DFB. Récemment, Moore et al [57] a proposé une architecture originale dont la cavité est constituée d'un ruban large, et dont un des miroirs est défini par un guide à cristal photonique de type W3. La mini bande interdite photonique dans la structure de bande du guide permet de réaliser un filtrage spectral des modes Fabry-Pérot de la cavité large. Cette sélectivité modale a permis l'obtention d'une émission monomode pour des rubans de 20 μm de large.

Au laboratoire, en collaboration avec l'IES de Montpellier dans le cadre du projet ANR CRISPI, une diode laser à cavités couplées par l'intermédiaire d'un miroir à cristal photonique intra-cavité a été réalisée dans la filière GaSb. Elle présente un taux de réjection des modes secondaires (ou SMSR pour Side Mode Suppression Ratio) de 25 dB pour une émission à 2.6 μm [58].

Les cristaux photoniques ont aussi été introduits dans les structures VCSELs. La structuration du miroir supérieur par des cristaux photoniques a d'abord été envisagée pour permettre l'obtention d'une émission monomode transverse. Cette structuration s'appuie sur les principes de guidage latéral des fibres micro-structurées et assure le filtrage des modes transverses du VCSEL. Par ce moyen, une émission monomode peut être obtenue, sans limiter l'ouverture du diaphragme d'oxyde [59].

Une seconde géométrie, basée sur le remplacement du miroir de Bragg supérieur par une membrane structurée par un cristal photonique, a été proposée [60]. Une émission laser a été obtenue sous pompage optique à 1.55 μm [61], démontrant la faisabilité de cette approche. Cette démonstration ouvre la voie à la réalisation de VCSEL ultra-compacte, dont les deux miroirs de Bragg peuvent être remplacés par des membranes à cristaux photoniques.

III.3.2 Laser à cristal photonique émettant par la tranche

Parallèlement au développement des microcavités émettant par la surface, des cavités à cristaux photoniques ont été développées pour la conception de lasers conventionnels émettant dans le plan des couches. Ce domaine de recherche est très prometteur car il ouvre la voie à l'intégration photonique de la source laser avec d'autres fonctions optiques. Différentes configurations de cavité ont été proposées, à la fois dans l'« approche membrane » et dans l'« approche substrat ».

a Approche membrane

Les guides à défauts formés par omission d'une ou plusieurs rangées de trous dans une direction du cristal photonique, ont été particulièrement étudiés. Le groupe de Noda a démontré le premier une émission planaire à partir du pompage optique impulsif d'un guide membranaire constitué par l'absence d'une rangée de trous (W1) dans un cristal photonique à maille hexagonale [62]. L'émission laser à $1.51 \mu\text{m}$ se produit au point de repliement K, correspondant à un point de fonctionnement de type contre réaction distribuée (DFB). Un fonctionnement laser monomode a également été rapporté à partir d'une structure similaire dans la filière GaAs, comportant un milieu actif à boîtes quantiques [63].

Des premières structures, intégrant la source et un guide, ont été rapportées. L'optimisation du couplage de la cavité laser avec un guide a été étudiée [64-67], les efficacités de couplage pouvant atteindre 80% par optimisation de l'adaptation de mode [66].

b Approche substrat

Le développement de sources laser selon l'approche substrat nécessite l'étape technologique critique de la gravure profonde des cristaux photoniques. Ce verrou n'a réellement pu être levé que dans la filière InP, où quatre groupes ont développé un procédé de gravure permettant la réalisation de telles structures: l'Université KTH [68], le III-V lab [69], l'ETH de Zürich [70] et l'Université Technique d'Eindhoven [71].

Différentes configurations de cavités ont été étudiées, à base de guides à cristaux photoniques formés par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous dans le cristal photonique, ou de cavités planaires couplées. Toutes les structures ont été réalisées dans la filière InP et émettent aux alentours de $1.55 \mu\text{m}$. Deux configurations couplant des cavités planaires ont donné des résultats significatifs. La première utilise le couplage de 40 microcavités hexagonales par des côtés constitués de 6 trous manquants le long d'une des faces de l'hexagone. Une émission laser monomode stable a été obtenue sous pompage électrique à $1.53 \mu\text{m}$ à température ambiante [72]. Les lasers présentent un seuil de 15 mA, un taux de réjection des modes secondaires supérieur à 40 dB et une puissance maximale de 2.6 mW. La seconde repose sur un couplage de deux guides larges à cristaux photoniques par un miroir à cristal photonique. Les longueurs de cavité définissent les espacements respectifs des modes dans les cavités et l'accordabilité est obtenue par vernier spectral en variant le courant dans chacune des cavités [73, 74]. L'introduction d'une section de phase dans le coupleur et a permis d'atteindre une gamme d'accordabilité sur 18 nm par pas de seulement 0.4 nm, soit 50 GHz, avec un taux de réjection supérieur à 35 dB [75].

En 2002, une collaboration entre l'IEF le LPN, les III-V lab et le LAAS a été initiée dans le cadre d'un projet national du RNRT. Ce projet avait pour but de concevoir des diodes laser entièrement définies par des cristaux photoniques dans la filière InP, qui répondent aux exigences des télécommunications optiques.

Dans ce contexte, des guides à défauts formés par omission d'une ou plusieurs rangées de trous dans une direction du cristal photonique ont été étudiés pour la réalisation de diodes laser à cristaux photoniques monomodes. Des réalisations ont mis en évidence une émission de type DFB aux points de repliement sous pompage optique pour différents types de guide à cristaux photoniques [76, 77]. Une émission monomode du mode fondamental au second point de repliement a été obtenue pour un guide W1 à maille carrée [78]. Une étude théorique

portant sur l'évaluation du facteur de qualité des modes du guide W1 à maille carré a démontré le caractère intrinsèquement monomode de cette géométrie [79].

Des réalisations fonctionnant sous pompage électrique ont été démontrées. Ainsi, une émission monomode a été obtenue pour des guides W3-4 suivant l'orientation ΓM fonctionnant au 3^{ème} repliement avec un SMSR de l'ordre de 40 dB [80].

Au laboratoire, dans le cadre de la thèse d'Olivier Bouchard, un principe de déformation rectangulaire de la maille du cristal photonique a été introduit afin de contrôler précisément la longueur d'onde d'émission des lasers pompés électriquement [81]. A l'aide de ce concept, le second point de repliement du mode fondamental a pu être placé dans la bande interdite photonique du guide pour un guide W5 à maille hexagonale suivant l'orientation ΓK . En ce point de fonctionnement, une émission monomode a été obtenue en régime continu, avec un SMSR de 46 dB et un courant de seuil de 28 mA [82].

Dans la littérature, des ingénieries de la maille du guide plus complexes, mettant en œuvre une constriction périodique de W5 à W3 le long du guide [83] ou localisée de W5 à W1 [84] ont aussi été proposées, confirmant la faisabilité de diodes laser à cristal photonique sous pompage électrique et leur intérêt pour l'obtention d'une émission monomode.

Dans la filière InP, l'ensemble de ces résultats permet d'envisager l'intégration des sources laser avec d'autres fonctions optiques elles aussi entièrement définies par des cristaux photoniques planaires, telles que, des guides, des spectromètres, des filtres add-drop,...[85]. Une première démonstration de l'intégration monolithique d'une diode laser accordable et de son module de contrôle de la longueur d'onde a permis une stabilisation de l'émission sur une plage d'accordabilité de 15nm [86].

Il faut souligner cependant l'absence de réalisations de diodes laser en approche substrat, pour la filière GaAs. L'intégration photonique planaire dans la filière GaAs se heurte encore au verrou technologique de la gravure profonde. Seuls des dispositifs membranaires ont été développés à l'heure actuelle dans cette filière.

IV ANALYSE PRELIMINAIRE D'UN GUIDE W3

IV.1 Choix de la structure

Notre objectif est de proposer une architecture de diode laser « tout cristal photonique » en filière GaAs, une des perspectives étant de tirer profit de l'ingénierie de bandes photoniques, pour améliorer les propriétés spectrales des diodes laser au voisinage de 1 μ m. Le cristal photonique 2D apporte l'opportunité d'une approche planaire favorable à une intégration monolithique de fonctions optiques, ce qui nous a conduit à étudier des configurations « horizontales » à base de cristaux photoniques. L'état de l'art des diodes laser à cristaux photoniques a mis en évidence les potentialités de la filière InP pour l'obtention d'un fonctionnement monomode aux longueurs d'onde des télécommunications optiques, à partir de cavités linéiques de type W_N ou à partir de couplage de cavités 2D [72-82]. Nous nous sommes appuyés sur ces premiers travaux pour explorer les potentialités des guides de type W_N dans la filière GaAs, pour approfondir la compréhension du comportement électromagnétique des cavités formées à partir de ces guides et en déduire des configurations de cavité à caractère unimodal.

Plus précisément, nous nous concentrons sur le guide à maille hexagonale formé par omission de trois rangées de trous dans la direction ΓK du cristal. Ce guide sera noté par la suite $W3\Gamma K$. Par rapport au guide $W1$ et aux guides $W5$ et d'ordres supérieurs, le guide $W3$ nous a paru le plus favorable pour répondre au compromis puissance émise - émission monomode transverse.

Nous présentons tout d'abord les outils de modélisation utilisés et leurs spécificités. Ensuite, nous effectuons l'analyse modale du guide à partir de la méthode des ondes planes et par la technique FDTD, pour améliorer la compréhension de son comportement et dégager un point de fonctionnement favorable à l'obtention d'une émission laser monomode.

IV.2 Outils de modélisation

La modélisation électromagnétique de la cavité laser est une étape indispensable pour la conception du composant. Elle nous permet d'étudier des concepts de cavité, et de relier le comportement modal aux paramètres structuraux de la cavité étudiée. Cette modélisation va s'appuyer sur l'utilisation d'outils de calculs adaptés à la problématique des cristaux photoniques. Le premier outil s'appuie sur une méthode de décomposition en ondes planes du champ électromagnétique, tandis que la seconde méthode utilise la méthode dite « FDTD » (Finite Difference Time Domain).

Dans les paragraphes suivants, nous présentons les principes généraux de ces deux méthodes de calcul, avant de les appliquer à l'étude modale du guide $W3\Gamma K$.

IV.2.1 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est largement utilisée pour le calcul des diagrammes de bandes et des modes électromagnétiques des structures périodiques [87]. Elle repose sur la décomposition en ondes planes du champ électrique E ou magnétique H . Pour le calcul des diagrammes de bandes des structures étudiées dans cette thèse, nous avons utilisé le logiciel libre MIT Photonic-Bands(MPB), développé par le MIT [88]. Ce logiciel s'appuie sur le théorème de Bloch, qui permet de décomposer le champ magnétique H sur une base d'ondes planes. La résolution des équations de Maxwell se transforme alors en un problème classique de diagonalisation de matrices.

Le logiciel permet de calculer les diagrammes de bandes des structures étudiées ainsi que les profils spatiaux des composantes du champ électromagnétique.

La principale limitation de cette méthode est qu'elle ne traite que le cas de structures infinies parfaitement périodiques. Or, la périodicité du cristal est rompue dès lors qu'un défaut est introduit dans un cristal photonique parfait. C'est le cas des guides à cristaux photoniques constitués par omission d'une ou de plusieurs rangées de trous dans une direction du cristal donnée. Les structures à défaut sont alors décrites par des « supercellules » qui remplacent la cellule élémentaire du cristal photonique parfait.

Dans le cas d'une structure bidimensionnelle, la supercellule va être répétée dans les deux directions orthogonales du plan, de manière à recréer une périodicité artificielle dans le plan. Cette périodicité artificielle impose cependant quelques contraintes sur la dimension de la supercellule dans la direction transverse à la propagation pour le cas du guide $W3\Gamma K$. Le nombre de rangées de trous dans cette direction doit être suffisant pour empêcher tout couplage entre modes de supercellules voisines. Si ce nombre est insuffisant, ce couplage va

être responsable du décalage de la fréquence réduite de ces modes, faussant ainsi leurs valeurs.

Nous restreindrons notre analyse des diagrammes de bandes à des structures purement bidimensionnelles. De plus, les diagrammes de bandes calculés seront exclusivement calculés pour la polarisation TE, qui correspond à la polarisation de la structure intrinsèque de la diode laser.

IV.2.2 Modélisation par FDTD

La technique FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode numérique très répandue dans le domaine de l'électromagnétisme. Elle repose sur une résolution des équations de Maxwell dans une structure finie, au profil d'indice quelconque, non nécessairement périodique. Elle permet de modéliser la propagation des champs électromagnétiques dans une structure bidimensionnelle ou tridimensionnelle, sur une durée déterminée. Contrairement à la méthode précédente, cette méthode utilise la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel et non dans le domaine des fréquences.

Cette méthode s'appuie sur la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell. Un premier algorithme de calcul basé sur cette méthode a été proposé par Yee [89]. Dans le cas d'une analyse bidimensionnelle, le domaine de calcul est caractérisé par un plan d'axe (x,y) . Ce dernier est discrétisé selon un maillage de pas $\Delta x, \Delta y$, qui définit les points où les champs vont être calculés. Le calcul du champ en ces points est réalisé en approchant les dérivées spatiales des composantes du champ électromagnétique par leur développement de Taylor au second ordre. Le maillage spatial doit être suffisamment fin pour obtenir une bonne précision de calcul. Le domaine temporel est lui aussi discrétisé par un maillage de pas Δt . Par la même approximation, les dérivées temporelles des champs sont approchées par leur développement de Taylor au second ordre. En connaissant les champs à l'instant t , les équations de Maxwell permettent ainsi de calculer ces champs à l'instant $t+\Delta t$. Le choix du pas Δt du maillage temporel est lui aussi déterminant pour la précision du calcul.

Cette méthode permet d'étudier la réponse spectrale d'une structure à une source d'excitation donnée. Les paramètres de la source sont fixés par l'utilisateur : les sources d'excitation peuvent avoir des profils spatiaux divers (dipôle, répartition gaussienne, mode guidé) ainsi que des profils temporels variés (source continue ou gaussienne).

Les conditions aux limites du domaine de calcul peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Nous utiliserons deux types de conditions aux limites : des conditions de Bloch périodiques permettant de simuler un cristal photonique infini dans une direction donnée, et des conditions absorbantes utilisant des couches de type PML (Perfectly Matched Layer). Les couches absorbantes permettent de réaliser des simulations sur des structures de taille finie en simulant l'échappement des ondes électromagnétiques hors de la zone de calcul. Elles évitent ainsi la réflexion des ondes électromagnétiques sur les bords du domaine d'étude.

Cette méthode de calcul est particulièrement adaptée pour décrire la propagation des modes guidés dans les structures à cristaux photoniques. En effet, une simulation donne accès à la répartition des champs à tout instant de la propagation. Cependant, pour avoir des informations sur les modes résonnants, c'est-à-dire sur les solutions harmoniques du système, une transformée de Fourier de la réponse temporelle sera nécessaire. Dans nos travaux, nous utiliserons la FDTD pour déterminer les fréquences réduites des modes guidés et le facteur de qualité (facteur Q) de ces modes à l'aide du logiciel libre MEEP (MIT Electromagnetic Equation Propagation) développé par le MIT. Le facteur de qualité mesure la durée de vie des photons des modes résonnants de la cavité. Il est défini par la relation suivante :

$Q = -\text{Re}(\omega)/2\text{Im}(\omega)$ où ω est la fréquence complexe du mode résonnant.

IV.3 Analyse du comportement d'un guide W3ΓK

IV.3.1 Analyse modale du guide W3ΓK

Nous effectuons l'analyse modale d'un guide W3ΓK par la méthode des ondes planes à partir du logiciel MPB. Cette analyse peut s'appliquer à une structure membranaire ou sur substrat, illustrées sur la Figure I-1. L'aspect 3D de ces approches a été ramené à du 2D par l'intermédiaire de l'indice effectif de la structure.

On peut toutefois considérer la propagation hors du plan en introduisant la notion de cône de lumière. Ce cône de lumière correspond au domaine de fréquences situé au dessus de la ligne de lumière définie par la relation de dispersion $\omega = ck/n_{\text{gaine}}$, où n_{gaine} est l'indice de la gaine du guide planaire associé. Les modes situés dans ce domaine de fréquence peuvent se coupler avec le continuum de modes radiatifs. Au contraire, les modes situés sous ce cône se propagent sans pertes dans le cristal.

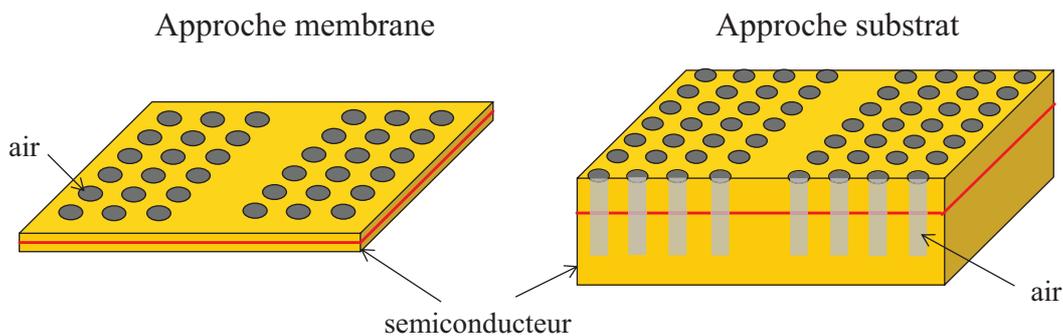


Figure I-1: Structures « membrane » et « substrat » d'un guide à cristal photonique

Pour cette étude, nous avons pris un indice effectif de 3.28 et un facteur de remplissage en air du cristal photonique de 25%, qui correspondent à des valeurs représentatives d'une cavité à cristal photonique en filière GaAs.

La Figure I-2 illustre la géométrie du guide. Nous définissons la largeur du guide comme la distance entre les centres des trous des deux rangées situées de part et d'autre du défaut. Cette largeur w_{guide} a pour valeur $2\sqrt{3}a$.

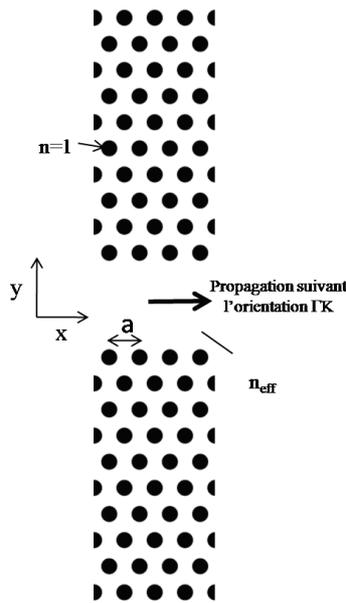


Figure I-2: Présentation du guide W3ΓK



Figure I-3: Supercellule

Pour calculer le diagramme de bandes, nous définissons une supercellule contenant 20 rangées de trous dans la direction transverse y (Figure I-3). Ce nombre de rangées est suffisant pour éviter tout couplage entre modes de supercellules voisines.

Le diagramme de bandes permet de déterminer l'évolution de la fréquence réduite des modes du cristal en fonction de leur vecteur d'onde k , selon les principales géométries du cristal dans la première zone de Brillouin. La fréquence réduite est exprimée en a/λ , où a est la période du cristal photonique et λ la longueur d'onde dans le vide.

Le diagramme de bandes d'un cristal photonique parfait en orientation ΓK (Figure I-4) montre l'ouverture d'une bande interdite photonique (BIP) pour des valeurs de fréquences réduites u comprises entre 0.212 et 0.25. En dehors de la BIP, les relations de dispersion représentées sur ce diagramme de bandes correspondent à celles des modes se propageant dans le cristal photonique, que nous nommerons abusivement « modes du cristal ».

Le diagramme de bandes du guide W3ΓK est représenté sur la Figure I-5. L'introduction d'un défaut dans le cristal photonique modifie fortement le diagramme de bandes du cristal photonique parfait. En effet, l'introduction du défaut fait apparaître plusieurs modes supplémentaires dans la structure de bandes.

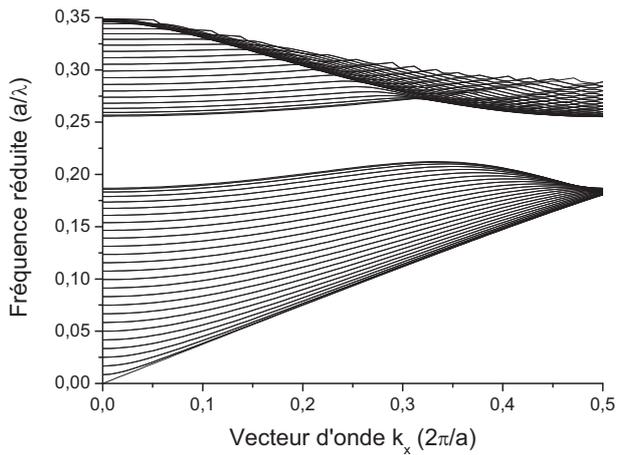


Figure I-4: Diagramme de bandes du cristal photonique sans défaut dans la direction ΓK

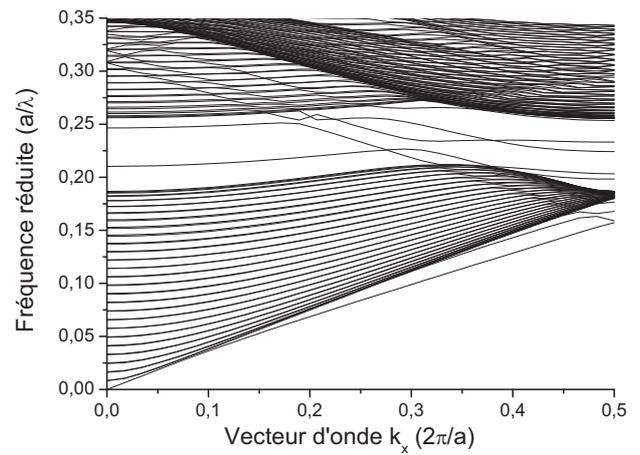


Figure I-5: Diagramme de bandes du guide W3 ΓK

L'analyse des modes de défauts est détaillée sur la Figure I-6, à partir d'une vue agrandie du diagramme de bandes du guide W3 ΓK . Sur cette figure, nous avons surligné la relation de dispersion des principaux modes guidés. La courbe de dispersion du mode fondamental est surlignée en noir. Nous avons numéroté les modes en prenant comme origine le mode fondamental que nous notons 0, et en incrémentant les modes latéraux plus élevés à partir de 1.

L'évolution du mode fondamental dans la première zone de Brillouin est décrite par la relation de dispersion de ce mode en la parcourant des basses fréquences vers les hautes fréquences. Ce mode est propagatif jusqu'au bord de la zone de Brillouin, avec une vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$ positive. Puis, en bord de zone de Brillouin, au point K, le mode se replie. On observe alors pour des fréquences plus élevées le mode contra-propagatif. De la même manière, le mode se propage à nouveau jusqu'au second point de repliement, c'est-à-dire au point Γ , où le mode se replie à nouveau et le signe de la vitesse de groupe s'inverse. Nous constatons que du premier au second point de repliement, le mode fondamental traverse une zone constituée par la bande interdite où la densité de modes est faible.

Des travaux précédents menés dans la thèse de Ségolène Olivier [90] ont étudié la nature du guidage de modes de défauts d'un guide W3 ΓK similaire à celui de notre étude. Ces travaux ont comparé les relations de dispersion des modes de défauts du guide à cristal photonique W3 ΓK avec celles des modes d'un guide de type ruban « équivalent ». Ce guide équivalent possède les caractéristiques suivantes : sa largeur est identique à celle du guide à cristaux photoniques (définie par w_{guide}), son indice de cœur a pour valeur l'indice effectif du matériau, et son indice de gaine, un indice moyennant celui du cristal photonique constituant les bords du guide. Ce guide étant invariant par translation continue suivant l'axe de propagation, une périodicité artificielle, identique à celle du guide à cristal photonique, a été introduite de manière à pouvoir comparer les diagrammes de bandes du guide à cristal photonique et du guide équivalent. Il a été démontré que les relations de dispersion du mode fondamental du guide équivalent et du guide à cristal photonique sont similaires. Cette analyse a montré que le mécanisme de guidage du mode fondamental du guide à cristal photonique est assuré essentiellement par réflexion totale interne. Par conséquent, ce mode est confiné dans le guide sur toute la gamme des fréquences du diagramme de bandes.

En revanche, les relations de dispersion des autres modes diffèrent de celles d'un guide classique lorsque l'ordre des modes latéraux augmente. Pour les modes latéraux 1 et 2, le mécanisme de guidage pour des fréquences réduites situées dans la bande interdite associe la réflexion totale interne au confinement latéral par réflexion de Bragg, ce qui a pour effet de diminuer leur vitesse de groupe par rapport au modèle du guide équivalent. Par contre, pour les modes d'ordre plus élevés (3 et 4), les relations de dispersion entre le guide à cristal photonique et le guide équivalent sont complètement différentes. Pour ces modes, la réflexion de Bragg bidimensionnelle distribuée le long du guide assure le confinement latéral dans la bande interdite photonique, et la vitesse de groupe est très faible, proche de zéro.

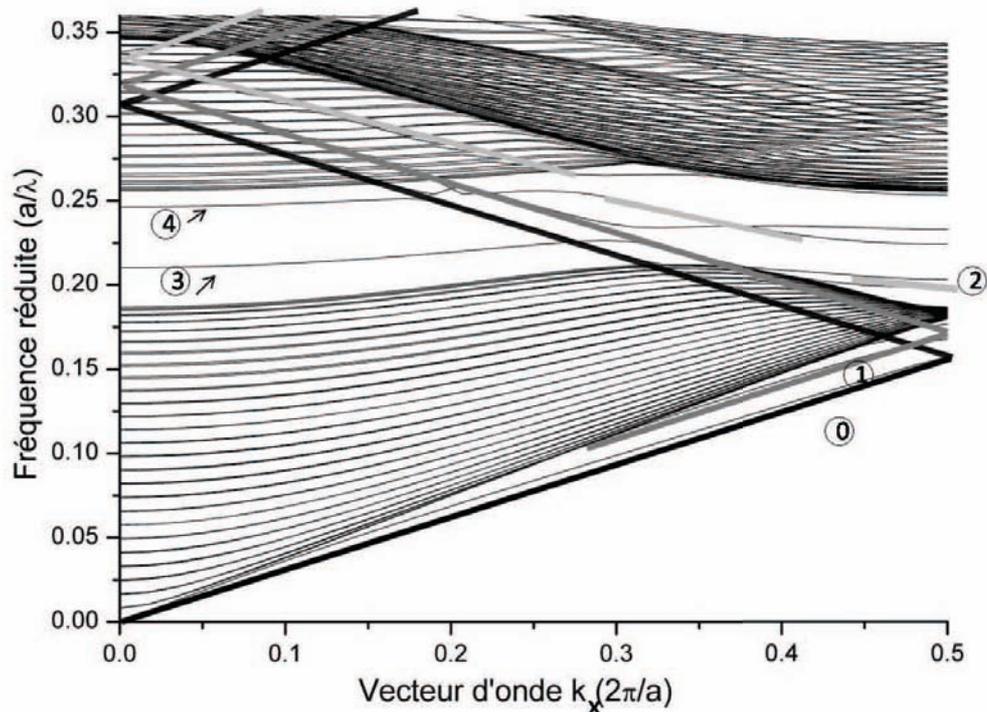


Figure I-6: Diagramme de bandes du guide W3ΓK

IV.3.2 Analyse du couplage des modes en bord de zone de Brillouin

Nous avons étudié de manière générale la relation de dispersion du mode fondamental, et décrit le principe du guidage des modes localisés dans le défaut. Nous nous intéressons désormais au couplage des modes en bord de zone de Brillouin qui sont particulièrement intéressants pour la conception d'une cavité laser.

Les modes se propageant dans le guide à cristal photonique « voient », sur les bords du guide, une modulation périodique de l'indice du matériau diélectrique. La corrugation induite par le cristal photonique peut être vue comme la généralisation bidimensionnelle d'un réseau de Bragg 1D. Les modes guidés vont subir lors de leur propagation une réflexion à chaque interface, donnant naissance à un mode guidé contra-propagatif de même ordre. Tant que les constantes de propagation des modes propagatif et contra-propagatif sont éloignées des bords de la zone de Brillouin, ces modes n'interfèrent pas constructivement. Cependant, en bord de

zone de Brillouin, c'est-à-dire pour des valeurs $k = 0$ ou π/a (modulo $2\pi/a$), les ondes propagatives et contra-propagatives sont en phase avec le réseau et se couplent par un vecteur du réseau réciproque. Le couplage entre ces ondes lève la dégénérescence entre les 2 modes. Ce comportement est similaire à la propagation des modes dans une diode laser DFB, où le réseau de Bragg lève la dégénérescence entre les deux modes.

Cette levée de dégénérescence fait apparaître une mini bande interdite photonique et s'accompagne de l'annulation de la vitesse de groupe. La largeur spectrale de la mini bande interdite photonique s'exprime en fonction du coefficient de couplage κ_m entre les deux modes dégénérés du mode m considéré, et de l'indice de groupe de ce mode, noté n_{gm} , par la relation $\Delta\omega = 2\kappa_m c/n_{gm}$ [90].

a Caractéristiques des modes au premier point de repliement

La Figure I-7 représente la structure de bandes du guide W3ΓK aux alentours du premier point de repliement, où les courbes de dispersion du mode fondamental et du mode latéral d'ordre 1 ont été surlignées.

Les profils spatiaux du champ H_z des deux modes dégénérés au premier point de repliement pour chaque mode guidé sont représentés Figure I-8. Pour ces deux modes latéraux, les modes dégénérés présentent un seul optimum d'intensité du champ par période du cristal et sont déphasés de $\pi/2$. Quel que soit l'ordre du mode latéral, on observe qu'un des deux modes dégénérés possède un optimum du champ H_z aligné avec l'axe central de la maille élémentaire, tandis que l'autre possède un nœud aligné avec cet axe. Nous choisirons d'adopter par la suite la nomenclature suivante : le mode dégénéré ayant son maximum d'intensité aligné avec l'axe central de la maille élémentaire sera noté a tandis que l'autre, ayant son nœud centré sur cet axe, sera noté b.

Il est intéressant de noter que le premier point de repliement se situe en dessous du cône de lumière pour l'approche membrane. Ainsi, les pertes par couplage avec les modes rayonnés sont nulles. Ce point de fonctionnement semble donc favorable pour la conception d'un laser dans cette approche. En revanche, dans l'approche substrat, ce point se situe dans le cône de lumière.

Cependant, la fréquence réduite du mode fondamental en ce point de fonctionnement se situant aux alentours de 0.16, les dimensions de la période du cristal photonique et du diamètre des trous (pour un facteur de remplissage en air de 25%) mis en jeu pour une émission au voisinage de $1\ \mu\text{m}$ sont respectivement de l'ordre de 160 nm et 80 nm. Les contraintes imposées sur ces paramètres technologiques étant trop importantes pour les méthodes de fabrication utilisées, nous ne retenons pas ce point de fonctionnement pour la réalisation des composants. C'est pourquoi, nous nous intéressons au second point de repliement.

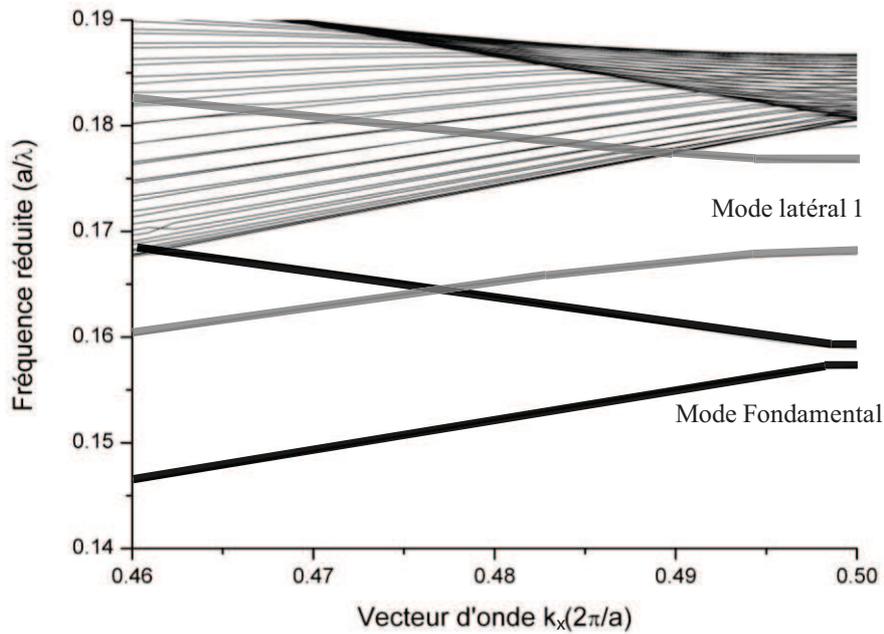


Figure I-7: Diagramme de bandes du guide W3ΓK au premier point de repliement

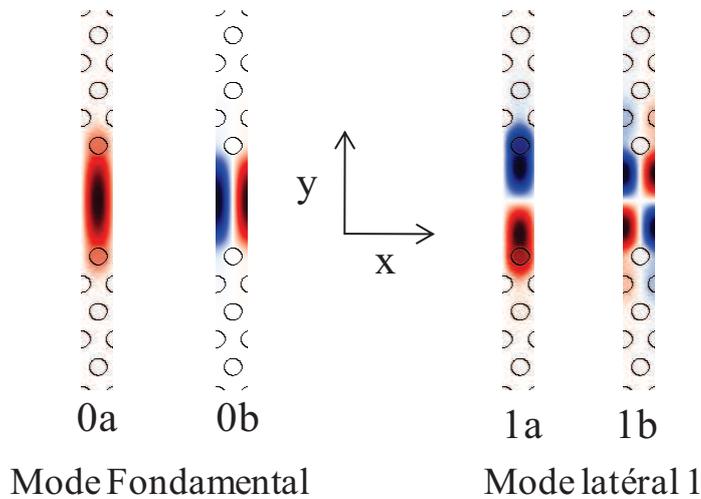


Figure I-8: Profils spatiaux du champ H_z des dégénérescences du mode fondamental et du mode latéral 1

b Caractéristiques des modes au second point de repliement

Au second point de repliement, c'est-à-dire au point Γ en $k = 0$, les modes dégénérés présentent deux optima d'intensité du champ par période du cristal photonique. Le cristal photonique se comporte comme un miroir de Bragg du second ordre. Le diagramme de bandes de la structure aux alentours de ce point et les profils spatiaux du champ H_z du mode fondamental et du mode latéral 1 sont représentés respectivement Figure I-9 et Figure I-10.

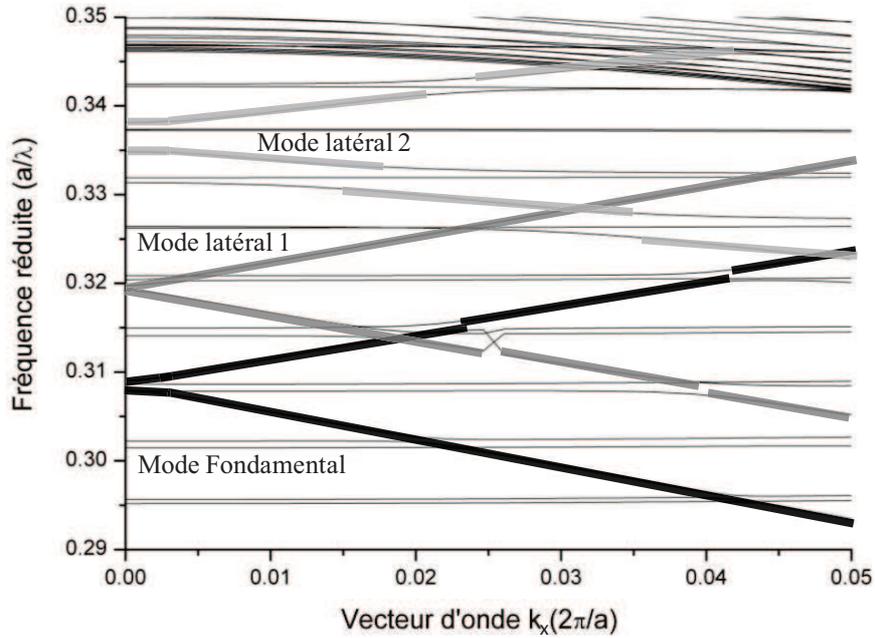


Figure I-9: Diagramme de bandes du guide W3ΓK au second point de repliement

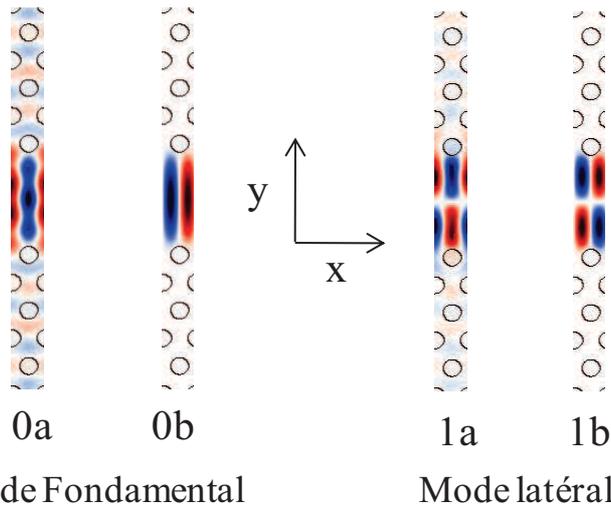


Figure I-10: Profils spatiaux du champ H_z au second point de repliement

La Figure I-10 montre que les modes de type a possèdent un profil d'amplitude du champ H_z qui s'étend dans le cristal photonique, alors que les modes de type b sont mieux confinés dans le guide. Le facteur de confinement du mode est défini comme le rapport entre l'intensité du mode à l'intérieur du guide et l'intensité totale de ce mode. Le mode 0b a un facteur de confinement voisin de 1, tandis que le mode 0a a un facteur de confinement de 0.662. Du fait du fort recouvrement du champ avec les trous, les pertes par diffraction hors du plan du mode 0a vont être importantes. Au contraire, le mode 0b est confiné efficacement à l'intérieur du guide et va peu interagir avec les trous, ce qui limite ses pertes.

La fréquence réduite du second point de repliement du mode fondamental se situe aux alentours de 0.31. Pour une longueur d'onde d'émission de $1\mu\text{m}$, cette valeur de fréquence réduite impose un paramètre de maille de 310 nm environ et un diamètre des trous de 160 nm pour un facteur de remplissage en air de 25%. Comparées à celles mises en jeu au premier

point de repliement, ces dimensions sont mieux compatibles avec les méthodes de fabrication actuelles.

Cependant, ce point de repliement se situe dans le cône de lumière, à la fois pour les approches membrane et substrat. Ces modes, même s'ils sont confinés dans le guide, pourront interagir avec les modes rayonnés, et être à l'origine de pertes pénalisant le fonctionnement du composant.

IV.3.3 Analyse du mode fondamental au second point de repliement par la méthode FDTD

Nous allons dans cette partie approfondir l'analyse du mode fondamental au second point de repliement.

Afin de calculer le facteur de qualité des deux dégénérescences du mode fondamental par FDTD 2D, nous définissons une cellule élémentaire sur laquelle est réalisé le calcul. Cette cellule élémentaire est représentée par le rectangle noir sur la Figure I-11. Le domaine de calcul est limité à une période dans le sens de propagation. Dans la direction transverse, ce domaine est constitué de 12 rangées de trous de part et d'autre du guide à cristal photonique, auxquelles on ajoute les couches absorbantes constituant les PML. Le nombre de rangées de trous dans la direction transverse correspond à celui utilisé dans nos dispositifs expérimentaux. Nous définissons des conditions périodiques de Bloch aux bornes de cette supercellule, dans la direction de propagation. Ces conditions périodiques permettent de fixer la constante de propagation k_x . Pour étudier le comportement du mode fondamental au second point de repliement, nous fixons cette constante à 0, de manière à obtenir un déphasage $k_x \cdot a$ nul. Ces conditions périodiques supposent que le guide est infini dans le sens de propagation.

Les couches absorbantes de type PML, représentées par la partie grisée sur la Figure I-11 sont placées après la dernière rangée du cristal photonique. L'épaisseur de ces couches équivaut à la demi longueur d'onde de la fréquence centrale de la source utilisée. Ces PML permettent de réaliser nos simulations sur une taille finie du domaine de calcul dans la direction transverse.

D'une manière générale, la taille de la cellule de calcul peut s'étendre au-delà d'une période du cristal photonique dans la direction transverse de propagation. Cependant, augmenter cette taille revient à augmenter drastiquement le temps de calcul. C'est pourquoi, toutes nos simulations sont réalisées sur des structures supposant un guide d'onde infini dans la direction de propagation.

Dans le logiciel de calcul MEEP, la période du cristal photonique a constitue l'unité de référence de longueur. Ainsi, les variables telles que le rayon des trous et l'épaisseur de la membrane seront exprimées en fonction de la période. Il en va de même pour l'unité de temps T . Cette grandeur s'exprime en unité de c/a où c est la célérité de la lumière.

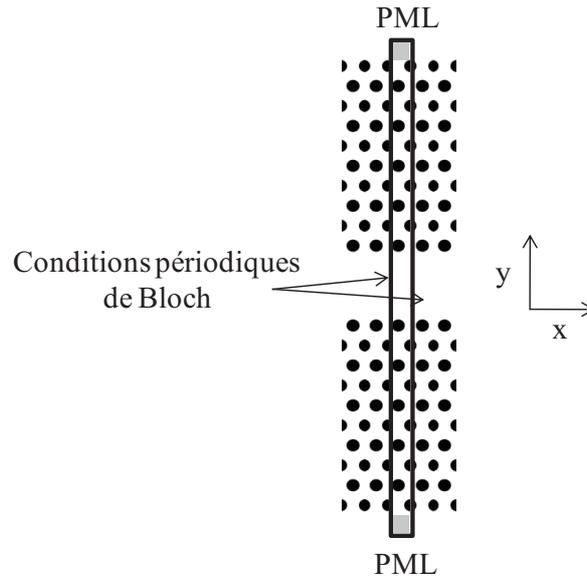


Figure I-11: Cellule élémentaire et conditions aux limites pour le calcul des modes guidés par la méthode FDTD

Le logiciel MEEP définit des sources optiques dont la dépendance temporelle et la répartition spatiale sont séparables. Ces sources sont de la forme $J(\mathbf{x},t)=A(\mathbf{x}).f(t)$, où A et f sont des fonctions définies par l'utilisateur. Pour déterminer la fréquence réduite des modes guidés de la structure et en déduire leurs facteurs de qualité, nous utilisons une source dont la dépendance temporelle est une gaussienne centrée autour d'une fréquence ω_0 , et dotée d'une certaine largeur spectrale. La fréquence centrale de la source est choisie en fonction du mode étudié. Pour étudier le mode fondamental au second point de repliement, on choisira comme fréquence centrale, une fréquence réduite $u=0.31$ proche de la valeur de celle du mode fondamental. Pour le mode latéral d'ordre 1, cette fréquence centrale sera fixée à $u=0.32$. La largeur spectrale de cette impulsion va déterminer la fenêtre de fréquences réduites étudiée autour de ω_0 . L'utilisation d'une source ayant une grande largeur spectrale (faible période temporelle) va permettre d'exciter un grand nombre de modes guidés, et ainsi de déterminer leurs fréquences réduites en une seule simulation. L'utilisation d'une telle source trouve son intérêt lorsque l'on ne connaît pas *a priori* la réponse spectrale de la structure étudiée. Dans notre cas, grâce à l'étude préliminaire du diagramme de bandes, nous connaissons la position des fréquences réduites des modes que nous souhaitons étudier. Afin de calculer avec précision la fréquence réduite des modes dégénérés, nous utiliserons des sources gaussiennes de faible largeur spectrale (ou de grande période temporelle).

Le choix de la répartition spatiale de cette impulsion, de composante H_z , et de la position du détecteur qui va enregistrer la propagation du champ en un point de la cellule élémentaire, a aussi son importance afin de discriminer les modes dégénérés entre eux. Nous choisissons de définir la répartition spatiale de la source proche de celle du mode dégénéré que l'on souhaite étudier de manière à maximiser le recouvrement entre le champ de la source et le champ du mode excité. Le détecteur sera quant à lui placé sur un maximum d'intensité du champ. Les modes dégénérés étant orthogonaux, le maximum d'amplitude du champ d'un des deux modes dégénérés correspond au nœud de l'autre mode. On peut ainsi enregistrer en un point, seulement l'évolution du champ H_z d'un seul mode dégénéré.

Par exemple, si on veut étudier uniquement la réponse spectrale du mode $0a$ au second point de repliement, nous plaçons une source (de largeur spectrale étroite) au centre de la cellule élémentaire, qui a une répartition spatiale du champ H_z proche du profil spatial de ce mode. Après extinction de la source, le logiciel calcule la propagation des champs pendant une

période assez longue pour que le régime stationnaire des modes s'établisse. Nous plaçons un détecteur au centre de la cellule élémentaire, correspondant au maximum d'intensité du champ H_z du mode dégénéré étudié, au point de coordonnées $(0,0)$ (Figure I-12). A la fin de la simulation, nous avons ainsi enregistré seulement l'évolution temporelle (en un point) du champ H_z du mode $0a$.

L'évolution de l'amplitude du champ H_z de ce mode est représentée Figure I-13, après extinction de la source d'excitation. On constate un amortissement de l'amplitude lors de la propagation. Cela signifie que le mode subit des pertes latérales non négligeables. A partir de la décroissance exponentielle de l'enveloppe de l'amplitude du champ, on peut en déduire le facteur de qualité du mode, qui a pour valeur $Q_{0a}=900$.

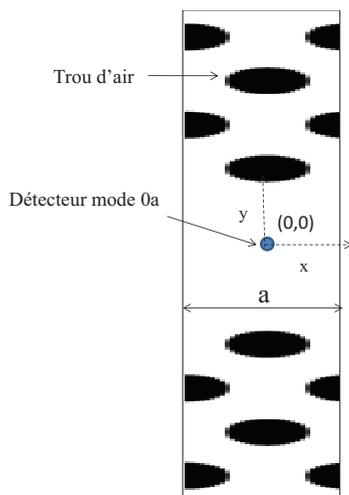


Figure I-12: Position du détecteur pour le mode $0a$

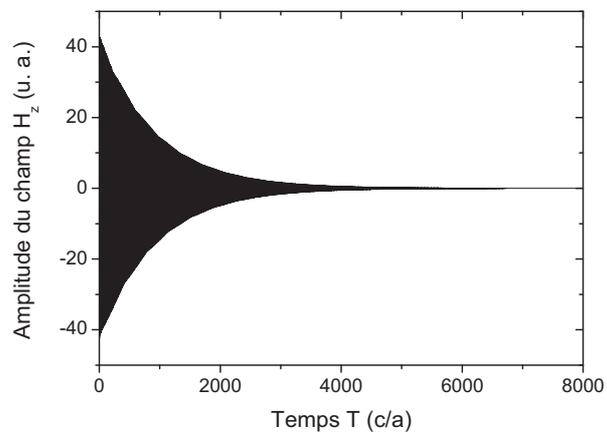


Figure I-13: Evolution temporelle de l'amplitude du champ H_z du mode $0a$

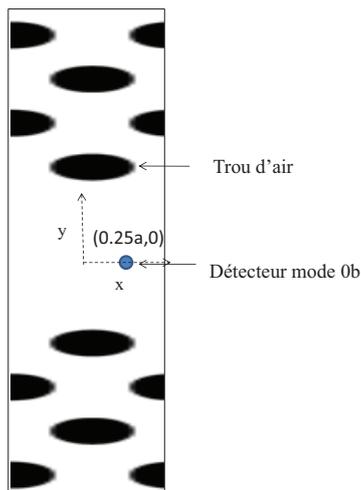


Figure I-14: Position du détecteur pour le mode $0b$

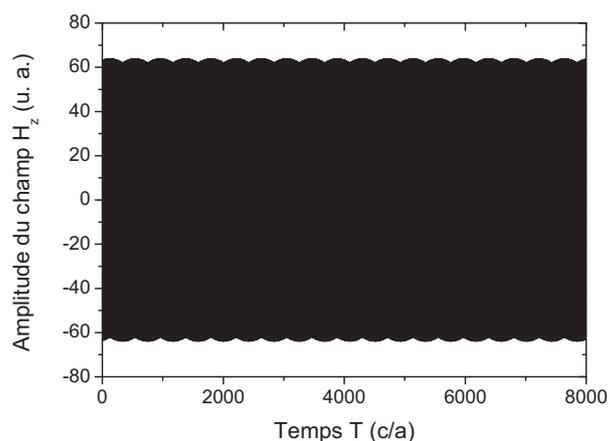


Figure I-15: Evolution temporelle de l'amplitude du champ H_z du mode $0b$

Par la même méthode, en choisissant une source de répartition spatiale identique au mode $0b$, et en plaçant le détecteur sur un maximum d'amplitude du champ H_z de ce mode (au point

(0.25a,0)) (Figure I-14), nous pouvons déterminer l'évolution de l'amplitude du champ H_z du mode 0b en fonction de la propagation. On constate Figure I-15 que l'amplitude du champ ne s'amortit pas. Cela signifie qu'il se propage avec peu de pertes latérales. La valeur du facteur de qualité pour ce mode a une valeur $Q_{0b} > 10^6$. Il est difficile de donner une valeur exacte du facteur de qualité de ce mode. En effet, pour des calculs à deux dimensions, du fait du faible amortissement de l'amplitude du champ, la décroissance de l'enveloppe de l'amplitude du champ est très faible, voire quasi nulle. Le module de calcul *Harminv* du logiciel effectue la transformée de Fourier du champ en ce point afin d'en extraire la fréquence réduite et le facteur de qualité du mode résonnant : dans cette situation, les valeurs de la partie imaginaire de la fréquence réduite sont de l'ordre de 10^{-7} à la limite de précision du calcul numérique et ne permettent pas la détermination précise du facteur de qualité. Cependant, on peut affirmer que le facteur de qualité possède une valeur élevée supérieure à 10^6 .

L'amélioration de la précision du calcul du facteur de qualité nécessiterait une simulation sur un temps suffisamment long pour que la décroissance du champ soit significative. Cependant, cette solution n'est pas envisageable car les temps de calculs seraient trop importants.

Néanmoins, on peut estimer que le facteur de qualité du mode 0b est très largement supérieur au mode 0a. Ces résultats confirment ceux obtenus par la méthode des ondes planes. La comparaison des facteurs de qualité des deux modes dégénérés du mode fondamental permet de discriminer ces modes par leurs pertes. Ce comportement est similaire aux lasers DFB conventionnels possédant un réseau de Bragg du second ordre, où la sélectivité modale est assurée par les pertes radiatives hors du plan [91]. Ainsi, une émission monomode de type DFB peut être obtenue à partir du second point de repliement.

V CONCLUSION

La quête d'une émission monomode a suscité de nombreuses architectures de cavité laser. Une présentation synthétique des diodes laser usuelles a souligné le degré de maturité atteint autour d'une architecture horizontale de type DFB, incorporant des réseaux de Bragg au sein de la cavité.

Les recherches menées sur les structures laser incorporant des cristaux photoniques font apparaître une grande diversité d'architectures et de nouvelles potentialités pour les diodes laser, notamment pour améliorer le contrôle spectral. Nous avons souligné l'intérêt de cavités définies par des cristaux photoniques bidimensionnels, car elles sont compatibles avec une intégration photonique planaire.

Nous avons retenu le guide $W3\Gamma K$ comme structure de référence pour étudier les potentialités du fonctionnement DFB d'un laser à cristal photonique. L'analyse du fonctionnement modal a permis d'introduire les effets de couplage entre les modes dégénérés. Nous avons montré qu'un fonctionnement au second point de repliement devrait permettre l'obtention d'une émission monomode de type DFB. L'étude théorique et expérimentale développée dans le chapitre suivant devrait permettre de valider ce choix.

RÉFÉRENCES

- [1] W. T. Tsang, N. A. Olsson, and R. A. Logan, "Stable single-longitudinal-mode operation under high speed direct modulation in cleaved coupled cavity GaInAsP semiconductor lasers," *Electronics Letters*, vol. 19, pp. 488-490, 1983.
- [2] L. A. Coldren, K. J. Eberling, B. I. Miller, and J. A. Rentschler, "Single longitudinal mode operation of two-section GaInAsP/InP lasers under pulsed excitation," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, pp. 1057-1062, 1983.
- [3] M. C. Amann and J. Buus, *Tunable laser diodes*, Artech House ed, 1998.
- [4] Y. Suematsu and S. Arai, "Single-Mode Semiconductor Lasers for Long-Wavelength Optical Fiber Communications and Dynamics of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal on Selected topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1436-1449, 2000.
- [5] K. Kojima, S. Noda, K. Mitsunaga, K. Kyama, and T. Nakayama, "Low-Threshold Current AlGaAs/GaAs-Distributed Feedback Laser Grown By Two-step Molecular Beam Epitaxy," *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 4, pp. 507-512, 1986.
- [6] S. Noda, K. Kojima, K. Mitsunaga, K. Kyama, K. Hamanaka, and T. Nakayama, "Ridge Waveguide AlGaAs/GaAs Distributed Feedback Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, pp. 188-193, 1987.
- [7] T. M. Cockerill, J. Honig, D. V. Forbes, and J. J. Coleman, "Distributed feedback strained layer quantum well heterostructure 980 nm laser fabricated by two-step metalorganic chemical vapor deposition," *Applied Physics letters*, vol. 62, pp. 820-82 2, 1993.
- [8] A. Orth, J. P. Reithmaier, R. Zeh, H. Doleschel, and A. Forchel, "First order gain-coupled GaInAs/GaAs distributed feedback laser diodes patterned by focused ion beam implantation," *Applied Physics letters*, vol. 69, pp. 1906-1908, 1996.
- [9] L. M. Miller, K. J. Beernink, J. T. Verdeyen, J. J. Coleman, J. S. Hughes, G. M. Smith, J. Honig, and T. M. Cockerill, "Characterization of an InGaAs-GaAs-AlGaAs strained layer distributed-feedback ridge-waveguide quantum well heterostructure laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, pp. 296-299, 1992.
- [10] H. Abe, J. H. Marsh, R. M. De La Rue, and J. S. Roberts, "Single-Mode Operation of a Surface Grating Distributed Feedback GaAs-AlGaAs Laser with Variable-Width Waveguide," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 452-454, 1995.
- [11] S. Oku, H. Ishii, R. Iga, and T. Hirono, "Fabrication and Performance of AlGaAs-GaAs Distributed Bragg Reflector Lasers and Distributed Feedback Lasers Utilizing First-Order Diffraction Gratings Formed by a Periodic Groove Structure," *IEEE Journal on Selected topics in Quantum Electronics*, vol. 5, pp. 682-687, 1999.
- [12] R. D. Martin, S. Forouhar, S. Keo, R. J. Lang, R. G. Hunsperger, R. C. Tiberio, and P. F. Chapman, "CW Performance of an InGaAs-GaAs-AlGaAs Laterally-Coupled Distributed Feedback (LC-DFB) Ridge Laser Diode," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 244-246, 1995.
- [13] N. A. Morris, J. C. Connolly, R. U. Martinelli, J. H. Abeles, and A. L. Cook, "Single-Mode Distributed-Feedback 761-nm GaAs-AlGaAs Quantum-Well Laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 455-457, 1995.
- [14] M. L. Osowski, R. Panepucci, I. Adesida, and J. J. Coleman, "A Strained-Layer InGaAs-GaAs Asymmetric Cladding Gain-Coupled DFB Laser with Titanium Surface Gratings by Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 422-424, 1997.

- [15] M. Kamp, J. Hofmann, F. Schäfer, M. Reinhardt, M. Fischer, T. Bleuel, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Lateral coupling - A material independent way to complex coupled DFB lasers," *Optical Materials*, vol. 17, pp. 19-25, 2001.
- [16] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 2327-2335, 1972.
- [17] Y. Nakano, Y. Luo, and K. Tada, "Facet reflection independent, single longitudinal mode oscillation in a GaAlAs/GaAs distributed feedback laser equipped with a gain-coupling mechanism," *Applied Physics letters*, vol. 55, pp. 1606-1608, 1989.
- [18] M. Kamp, J. Hofmann, A. Forchel, F. Schäfer, and J. P. Reithmaier, "Low-threshold high-quantum-efficiency laterally gain-coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers," *Applied Physics letters*, vol. 74, pp. 483-485, 1999.
- [19] D. Gollub, M. Kamp, A. Forchel, J. Seufert, S. R. Bank, M. A. Wistey, H. B. Yuen, L. L. Goddard, and J. S. Harris Jr., "Continuous-wave operation of GaInNAsSb distributed feedback lasers at 1.5 μ m," *Electronics letters*, vol. 40, pp. 1487-1488, 2004.
- [20] J. Seufert, M. Fischer, M. Legge, J. Koeth, R. Werner, M. Kamp, and A. Forchel, "DFB laser diodes in the wavelength range from 760 nm to 2.5 μ m," *Spectrochimica Acta Part A* :, vol. 60, pp. 3243-3247, 2004.
- [21] D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard, L. Le gratiet, S. Guilet, A. Martinez, and A. Ramdane, "Antimonide-based DFB lasers emitting above 2.6 μ m," *Electronics letters*, vol. 43, 2007.
- [22] M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, and A. Forchel, "Design and continuous-wave room-temperature performance of Ga(AlInAs)Sb DFB Lasers at 2.8 μ m," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 36-38, 2009.
- [23] R. J. Lang, K. Dzurko, A. Hardy, S. Demars, A. Schoenfelder, and D. Welch, "Theory of grating-confined broad-area lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 2196-2209, 1998.
- [24] L. Zhu, X. Sun, A. DeRose, A. Scherer, and A. Yariv, "Room temperature continuous wave operation of single-mode, edge-emitting photonic crystal Bragg lasers," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 502-506, 2008.
- [25] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science*, vol. 284, pp. 1819-1821, 1999.
- [26] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol. 425, pp. 944-947, 2003.
- [27] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [28] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, "Ultra-high-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, pp. 041112, 2006.
- [29] H. Y. Ryu, H. G. Park, and Y. H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: computational design, fabrication, and characterization," *IEEE Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 8, pp. 891-902, 2002.
- [30] H. Y. Ryu, M. Notomi, and Y. H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 4294-4296, 2003.
- [31] H. Y. Ryu, S. H. Kim, H. G. Park, and Y. H. Lee, "Characteristics of single defect laser modes in a two-dimensional square lattice photonic crystal slab," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 831-837, 2003.

- [32] H. G. Park, S. H. Kim, S. H. Kwon, Y. G. Ju, J. K. Yang, J. H. Baek, S. B. Kim, and Y. H. Lee, "Electrically driven single-cell photonic crystal laser," *Science*, vol. 305, pp. 1444-1447, 2004.
- [33] H. K. Park, S. H. Kim, M. K. Seo, Y. G. Ju, S. B. Kim, and Y. H. Lee, "Characteristics of electrically driven two-dimensional photonic crystal lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, pp. 1131-1141, 2005.
- [34] M. K. Seo, K. Y. Jeong, J. K. Yang, Y. H. Lee, H. G. Park, and S. B. Kim, "Low threshold current single-cell hexapole mode photonic crystal laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, pp. 171122, 2007.
- [35] X. Letartre, C. Monat, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Analytical modeling and an experimental investigation of two-dimensional photonic crystal microlasers: defect state (microcavity) versus band-edge state (distributed feedback) structures," *J. Opt. Soc. Am.. B*, vol. 22, pp. 2581-2595, 2005.
- [36] C. Seassal, C. Monat, J. Mouette, E. Touraille, B. Ben Bakir, H. T. Hattori, J. L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, "InP bonded membrane photonics components and circuits: toward 2.5 dimensional micro-nano-photonics," *IEEE Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 11, pp. 395-407, 2005.
- [37] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, R. Pedro Rojo, P. Viktorovitch, M. L. V. d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "Modal analysis and engineering on InP-based two-dimensional photonic-crystal microlasers on a Si wafer," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, pp. 419-25, 2003.
- [38] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon," *El. Lett.*, vol. 39, pp. 526-528, 2003.
- [39] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, 2006.
- [40] L. Ferrier, O. El Daif, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, R. Mazurczyk, and P. Viktorovitch, "Surface emitting microlaser based on 2D photonic crystal rod lattices," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 9780-9788, 2009.
- [41] G. Vecchi, F. Raineri, I. Sagnes, K. H. Lee, S. Guilet, L. Le Gratiet, F. Van Laere, G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, A. Levenson, and R. Raj, "Photonic-crystal surface-emitting laser near 1.55 μm on gold-coated silicon wafer," *El. Lett.*, vol. 43, pp. 343, 2007.
- [42] T. Sünner, R. Herrmann, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Fine-tuning of GaAs photonic crystal cavities by digital etching," *Microelectron. Eng.*, vol. 84, pp. 1405-1407, 2007.
- [43] R. Herrmann, T. Sünner, T. Hein, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Ultra-high-quality photonic crystal cavity in GaAs," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 1229-1231, 2006.
- [44] D. Englund, H. Altug, B. Ellis, and J. Vuckovic, "Ultrafast photonic crystal lasers," *Laser & Photonics Reviews*, pp. 1-11, 2008.
- [45] D. Englund, B. Ellis, E. Edwards, T. Sarmiento, J. S. Harris, D. A. B. Miller, and J. Vuckovic, "Electrically controlled modulation in a photonic crystal nanocavity," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 15409-15419, 2009.
- [46] E. Weidner, S. Combrié, N. V. Q. Tran, S. de Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty, "Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 221104, 2006.
- [47] S. Combrié, A. De Rossi, Q. V. Tran, and H. Benisty, "GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm ," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 1908-1910, 2008.

- [48] T. Yang, A. Mock, J. D. O'Brien, S. Lipson, and D. G. Deppe, "Edge-emitting photonic crystal double-heterostructure nanocavity lasers with InAs quantum dot active material," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 1153-1155, 2007.
- [49] L. Lu, A. Mock, T. Yang, M. H. Shih, E. H. Hwang, M. Bagheri, A. Stapleton, S. Farrell, J. D. O'Brien, and P. D. Dapkus, "120 μ W peak output power from edge-emitting photonic crystal double-heterostructure nanocavity lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 111101, 2009.
- [50] L. Raffaele, R. M. De La Rue, J. S. Roberts, and T. F. Krauss, "Edge-emitting semiconductor microlasers with ultrashort-cavity and dry etched high-reflectivity photonic microstructure mirrors," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 176-178, 2001.
- [51] S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "12 μ m long edge-emitting quantum dot laser," *El. Lett.*, vol. 37, pp. 690-691, 2001.
- [52] S. Höfling, J. Seufert, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Room temperature operation of ultra-short quantum cascade lasers with deeply etched Bragg mirrors," *El. Lett.*, vol. 41, 2005.
- [53] J. Valentin, "Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques," *Thèse de doctorat en Nanophysique, Nanocomposants, Nanomesures. Toulouse: Institut National des Sciences Appliquées*, 2004, pp. 144.
- [54] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand, "Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on two-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 4091-3, 2001.
- [55] S. Mahnkopf, M. Kamp, A. Forchel, and R. Marz, "Tunable distributed feedback laser with photonic crystal mirrors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 2942-2944, 2003.
- [56] C. Cuisin, G. H. Duan, N. Bouché, J. P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, S. Hubert, L. Legouezigou, O. Legouezigou, D. Locatelli, F. Pommereau, F. Poingt, S. Squedin, and B. Thedrez, "Master oscillator power amplifier pump lasers with integrating photonic crystals," presented at ECOC'03, Rimini (Italie), 2003.
- [57] S. A. Moore, L. O'Faolain, T. P. White, and T. F. Krauss, "Photonic crystal laser with mode selective mirrors," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 1365-1370, 2008.
- [58] S. Moudji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard, and A. Vicet, "2.6 μ m GaSb based photonic crystal coupled cavity lasers," *Electronics Letters*.
- [59] P. O. Leisher, A. J. Danner, and K. D. Choquette, "Single-mode 1.3 μ m photonic crystal vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 2156-2158, 2006.
- [60] S. Boutami, B. Ben Bakir, L. J.L., X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Regreny, M. Garrigues, and P. Viktorovitch, "Photonic crystal-based MOEMS devices," *IEEE Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 13, pp. 244-252, 2007.
- [61] S. Boutami, B. Ben Bakir, P. Regreny, J. L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Compact 1.55 μ m room-temperature optically pumped VCSEL using photonic crystal mirror," *El. Lett.*, vol. 43, pp. 282-283, 2007.
- [62] A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump," *El. Lett.*, vol. 39, pp. 213-215, 2003.
- [63] K. Inoue, H. Sasaki, K. Ishida, Y. Sugimoto, N. Ikeda, Y. Tanaka, S. Ohkouchi, Y. Nakamura, and K. Asakawa, "InAs quantum-dot laser utilizing GaAs photonic-crystal line-defect waveguide," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 5502-5509, 2004.
- [64] H. Wanatabe and T. Baba, "High efficiency photonic crystal microlaser integrated with a passive waveguide," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 2694-2698, 2008.

- [65] W. Zheng, G. Ren, M. Xing, W. Chen, A. Liu, W. Zhou, T. Baba, K. Nozaki, and L. Chen, "High efficiency operation of butt joint line-defect-waveguide microlaser in two-dimensional photonic crystal slab," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, pp. 081109, 2008.
- [66] H. Hattori, I. McKerracher, H. H. Tan, C. Jagadish, and R. M. De La Rue, "In-plane coupling of light from InP-based photonic crystal band-edge lasers into single-mode waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, pp. 279-285, 2007.
- [67] H. Hattori, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, L. El Melhaoui, and J. M. Fedeli, "Coupling analysis of heterogeneous integrated InP based photonic crystal triangular lattice band-edge lasers and silicon waveguides," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 3310-3322, 2005.
- [68] M. Mulot, M. Anand, C. F. Carlström, M. Swillo, and A. Talneau, "Dry Etching of Photonic Crystals in InP Based Materials," *Physica Scripta*, vol. T101, pp. 106-109, 2002.
- [69] F. Pommereau, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J. P. Chandouineau, S. Fabre, G. H. Duan, B. Lombardet, R. Ferrini, and R. Houdre, "Fabrication of low loss two-dimensional InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching," *J. Appl. Phys.*, vol. 95, pp. 2242-2245, 2004.
- [70] P. Strasser, R. Wüest, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "Detailed analysis of the influence of an inductively coupled plasma reactive-ion etching process on the hole depth and shape of photonic crystals in InP/InGaAsP," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 25, pp. 387-393, 2007.
- [71] C. F. Carlström, R. van der Heijden, M. S. P. Andriessse, F. Karouta, R. W. van der Heijden, E. van der Drift, and H. W. M. Salemink, "Comparative study of Cl₂, Cl₂/O₂, and Cl₂/N₂ inductively coupled plasma processes for etching of high-aspect ratio photonic-crystal holes in InP," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 26, pp. 1675-1683, 2008.
- [72] T. D. Happ, M. Kamp, A. Forchel, J. L. Gentner, and L. Goldstein, "Two-dimensional photonic crystal coupled-defect laser diode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 4-6, 2003.
- [73] H. Mahnkopf, R. Marz, M. Kamp, G. H. Duan, F. Lelarge, and A. Forchel, "Tunable photonic crystal coupled-cavity laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, pp. 1306-1314, 2004.
- [74] M. Kamp, C. Ulzhöfer, S. Mahnkopf, H. Scherer, A. Forchel, and G. H. Duan, "Widely Tunable Lasers Based on Photonic Crystal at 1.5 μ m," presented at ECOC'05, 2005.
- [75] R. Brenot, M. Attali, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, O. Drisse, F. Lelarge, and G. H. Duan, "Widely tunable photonic crystals lasers," presented at IEEE ISLC, 2006.
- [76] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Distributed feedback-like laser emission in photonic crystal waveguides on InP substrate," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11(5), pp. 1180-1186, 2005.
- [77] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, D. Mulin, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Distributed feedback regime of photonic crystal waveguide lasers at 1.5 μ m," *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 5502-5504, 2004.
- [78] X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, and A. Talneau, " $\lambda=1.5$ μ m room temperature emission of square lattice photonic crystal waveguide lasers with a single line-defect," *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 151111, 2005.

- [79] O. Gauthier-Lafaye, D. Mulin, S. Bonnefont, X. Checoury, J. M. Lourtioz, A. Talneau, and F. Lozes-Dupuy, "Highly monomode W1 waveguide square lattice photonic crystal lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 1587-1589, 2005.
- [80] X. Checoury, P. Crozat, J. M. Lourtioz, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, F. Poingt, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Pommereau, G. H. Duan, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Single-mode in-gap emission of medium-width photonic crystal waveguides on InP substrate," *Optics express*, vol. 13, pp. 6947-6955, 2005.
- [81] O. Bouchard, A. Larrue, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, C. Pang, A. Bruyant, S. Blaize, G. Léronnel, P. Royer, F. Pommereau, F. Poingt, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, O. Drisse, E. Dérouin, and G. H. Duan, "Photonic crystal DFB laser array and fine emission wavelength," presented at 14th European conference on integrated optics (ECIO), Eindhoven (Pays-Bas), 2008.
- [82] O. Bouchard, A. Larrue, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, F. Pommereau, F. Poingt, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, O. Drisse, E. Dérouin, and G. H. Duan, "CW electrical operation of single-mode all photonic crystal DFB-like laser," presented at 14th European conference on integrated optics (ECIO), Eindhoven (Pays-Bas), 2008.
- [83] A. Talneau, L. Le Gratiet, J. L. Gentner, A. Berrier, M. Mulot, S. Anand, and S. Olivier, "High external efficiency in a monomode full-photonic-crystal laser under continuous wave electrical injection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 1913-1915, 2004.
- [84] S. De Rossi, I. Sagnes, L. Legratiet, A. Talneau, A. Berrier, M. Mulot, S. Anand, and J. L. Gentner, "Longitudinal mode selection in constricted photonic crystal guides and electrically injected lasers," *J. Light. Tech.*, vol. 23, pp. 1363-1368, 2005.
- [85] H. Benisty, J. M. Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrié, and X. Checoury, "Recent advances toward optical devices in semiconductor-based photonic crystals," *Proc. IEEE*, vol. 94, pp. 997-1023, 2006.
- [86] H. Hofmann, M. Kamp, A. Forchel, D. Gallagher, and H. Benisty, "Integrated wavelength monitoring in a photonic-crystal tunable laser diode," *Photonics and Nanostructures*, vol. 6, pp. 205-212, 2008.
- [87] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals*: Princeton University Press, 1995.
- [88] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis," *Opt. Express*, vol. 8, pp. 173-190, 2001.
- [89] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEE Trans. ANtennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.
- [90] S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée," in *Electronique-Physique*: Université Paris 6, 2002.
- [91] R. Kazarinov and C. Henry, "Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, pp. 144-150, 1985.

Chapitre II : Ingénierie d'un laser membranaire à cristal photonique

I INTRODUCTION

Le but de ce chapitre est de concevoir et de réaliser une source laser à cristal photonique monomode. Il s'agit d'étudier et de valider expérimentalement l'approche d'un fonctionnement de type DFB au second point de repliement à partir d'une structure comportant un guide à cristal photonique, et de proposer une ingénierie de cavité assurant le contrôle spectral des sources.

Cette étude s'appuie sur la réalisation et la caractérisation de sources laser de type W3ГK émettant dans la gamme du micron. Au second point de repliement, les approches membranaire et substrat étant conceptuellement identiques, nous choisissons l'approche membranaire en raison de sa relative facilité de mise en œuvre d'un point de vue technologique.

La première partie concerne l'étude théorique et expérimentale des cavités laser membranaires, reposant sur une architecture « standard » d'un guide W3ГK. Nous présentons le procédé technologique de réalisation des structures membranaires à cristal photonique et le banc de caractérisation mis en place spécifiquement. L'analyse de deux séries d'échantillons permet de mettre en évidence le fonctionnement DFB de cavités membranaires et de préciser les paramètres d'étude pour un fonctionnement au second point de repliement.

La seconde partie de ce chapitre porte sur une ingénierie 2D de la maille photonique. L'objectif est de concevoir une cavité DFB assurant un fonctionnement monomode stable, la longueur d'onde étant ajustée par des paramètres de maille compatibles avec les conditions pratiques de réalisation technologique. Cette étude se décompose en trois phases, chacune s'appuyant sur l'analyse théorique et expérimentale d'un ensemble de lasers représentatifs de l'architecture étudiée. La première phase propose une ingénierie par déformation de la maille pour améliorer le contrôle fin de la longueur d'onde d'émission. Dans la seconde, nous étudions l'influence des effets de réinjection optique au sein de la cavité. Enfin, la dernière porte sur l'optimisation de la structure pour améliorer la sélectivité spectrale et garantir une émission monomode.

II FABRICATION DES LASERS MEMBRANAIRES

II.1 Procédé de fabrication

Dans le système AlGaAs/GaAs, la fabrication de composants membranaires suspendus dans l'air a largement été étudiée pour la réalisation de micro-résonateurs ou de guides d'ondes [1, 2]. Nous détaillerons dans cette partie le procédé de fabrication des membranes que nous avons développé au laboratoire, en précisant les points clés de la fabrication pour chaque étape du procédé.

II.1.1 Etapes technologiques

Le procédé technologique complet permettant la réalisation des lasers à cristaux photoniques membranaires se décompose en cinq étapes. Dans un premier temps, la croissance des couches constituant l'empilement vertical de la structure est réalisé par épitaxie par jets moléculaires (EJM) sur un substrat de GaAs. Puis, les structures à cristaux photoniques sont définies par lithographie électronique dans une résine électrosensible et sont transférées dans l'empilement par gravure sèche. La membrane de GaAs est ensuite libérée par gravure chimique de la couche sacrificielle. Enfin, les échantillons fabriqués sont amincis, clivés et reportés sur un substrat de silicium. La Figure II-1 schématise l'enchaînement du procédé de fabrication. Les particularités de chaque étape vont être décrites en détails afin de préciser certains paramètres critiques en regard de la conception de la structure.

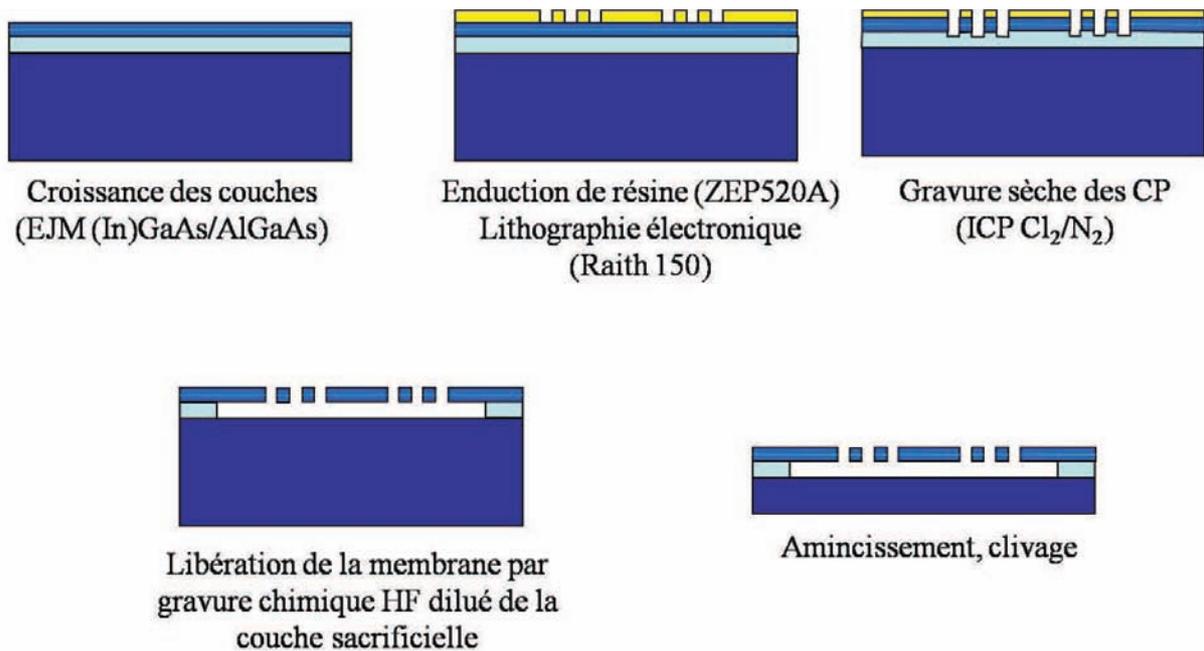


Figure II-1: Procédé complet de fabrication des lasers à cristaux photoniques membranaires

II.1.2 Structure épitaxiale des couches

La structure épitaxiale utilisée pour la réalisation de lasers à cristaux photoniques membranaires est décrite Figure II-2. La structure est constituée d'une membrane de GaAs de 261 nm d'épaisseur contenant trois puits quantiques d'InGaAs d'épaisseur 7 nm. Celle-ci est elle même épitaxiée sur une couche d' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$. Cette couche à forte teneur en aluminium jouera le rôle de couche sacrificielle lors de l'étape de libération de la membrane.

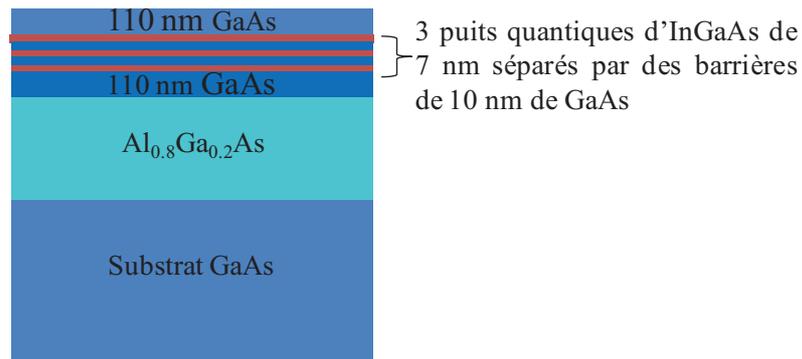


Figure II-2: Structure épitaxiale

Pour cette structure, nous avons estimé l'indice effectif du mode guidé dans la membrane à 3.255 en prenant comme valeurs d'indices celles déterminées par la formule d'Afromowitz à une longueur d'onde de 1 μm , soient 3.49 pour les couches de GaAs et 3.9 pour les puits quantiques InGaAs.

II.1.3 Lithographie électronique

Au laboratoire, nous disposons d'un masqueur électronique de type RAITH 150. Cet équipement permet la réalisation de motifs pouvant atteindre une résolution de 20 nm dans les résines électrosensibles [3]. La tension d'accélération maximale permise par cet équipement est de 40 keV. Du fait de la focalisation du faisceau, la superficie maximale de l'échantillon, permettant l'insolation de la résine sans déplacement de la platine, est limitée. Nous avons choisi d'utiliser des champs de 100 μm x 100 μm . Cette taille assure un bon compromis entre la vitesse d'écriture et la résolution.

Dans notre procédé, les structures à cristaux photoniques sont écrites dans une résine positive. Au début de notre étude, nous avons le choix entre deux résines différentes : soit une résine PMMA (polyméthylméthacrylate) préparée au laboratoire, soit une résine commerciale ZEP520A délivrée par la société ZEON. Nous avons choisi d'utiliser la résine commerciale ZEP520A car elle présente une plus grande résistance lors du procédé de gravure sèche.

Afin de réaliser les motifs désirés, un travail de calibration a été nécessaire pour s'assurer d'un contrôle précis des dimensions du cristal photonique. Nous avons choisi de travailler avec des champs de 100 μm x 100 μm , avec un faisceau d'électrons ayant une tension d'accélération de 20 keV et un diaphragme de 10 μm . Grâce à ce travail, nous avons déterminé une dose nominale de 85 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, pour un cristal photonique de paramètre de maille de 300 nm et de facteur de remplissage de 25% environ.

Cependant, l'étape de lithographie électronique peut engendrer certains défauts de fabrication. Le premier défaut provient des limitations de l'équipement et porte sur les raccords de champs entre deux champs successifs. En effet, il existe une incertitude sur la précision du déplacement mécanique de la platine de l'ordre de 60 nm, qui est à l'origine de défauts de discontinuité du cristal photonique. Du fait de la longueur de nos cavités lasers, trois raccords de champs existent lors de l'insolation. Cette erreur de déplacement de la platine peut briser localement la périodicité du cristal (Figure II-3) et avoir des répercussions sur le comportement modal du guide.

Le second type de défaut est lié aux effets de proximité lors de l'insolation dans la résine électrosensible. Les effets de proximité traduisent la dépendance de la dose d'exposition en

fonction de la densité des motifs insolés. En effet, certains électrons vont être rétrodiffusés par le substrat. Ces électrons insolent non seulement le motif désiré mais aussi le motif voisin le plus proche. Ainsi, dans le cas de réseaux bidimensionnels, la dose globale d'électrons lors de l'insolation varie en fonction des électrons rétrodiffusés, et donc en fonction de la géométrie locale autour du motif insolé. Dans le cas des guides W3ГK, les trous en bords de guide reçoivent une dose d'insolation plus faible en raison de l'absence des contributions des plus proches voisins. Cela engendre une différence de diamètre entre les trous situés en bords du guide et ceux situés à l'intérieur du cristal photonique (Figure II-4). Les effets de proximité dépendent aussi du polymère électrosensible utilisé et de leur sensibilité aux électrons rétrodiffusés. Au début de notre étude, nous avons constaté que la PMMA était moins sensible à ces effets que la ZEP520A. Néanmoins, pour des raisons de sélectivité lors de l'étape de gravure sèche, nous utiliserons la ZEP520A dans toute notre étude sur les lasers membranaires.

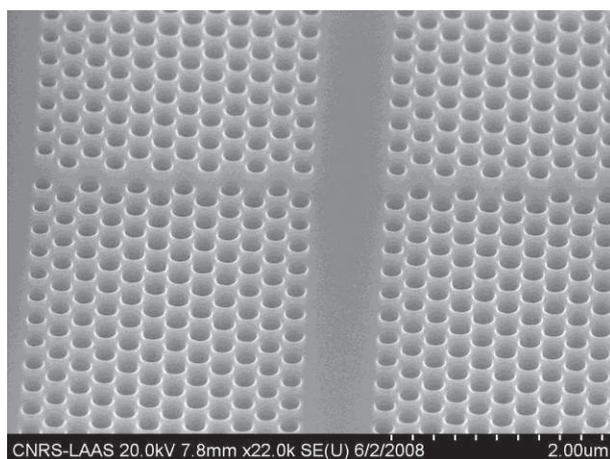


Figure II-3 : Défaut du cristal photonique lié au raccord de champ

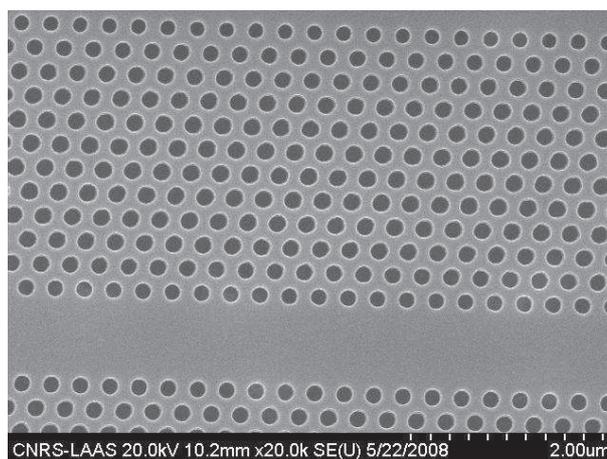


Figure II-4: Impact des effets de proximité sur le diamètre des trous d'un guide W3ГK

II.1.4 Gravure sèche

Les structures définies dans la ZEP520A lors de l'étape de lithographie électronique sont ensuite transférées dans le matériau semiconducteur par gravure ionique réactive (RIE) à haute densité de plasma de type ICP (Inductively Coupled Plasma). La profondeur de gravure doit être supérieure à l'épaisseur de la membrane de manière à atteindre la couche sacrificielle.

Les flancs de gravure doivent présenter une bonne verticalité et une faible rugosité pour limiter les pertes par diffraction dues aux imperfections de fabrication.

La gravure est réalisée à l'aide d'un plasma à base de Cl_2/N_2 dans un bâti OMEGA 201 d'Aviza Technology. Les détails du procédé de gravure sont donnés Tableau II-1.

Flux Cl_2 (sccm)	Flux N_2 (sccm)	Puissance de polarisation (W)	Puissance source (W)	Pression (mTorr)
80	10	60	500	5.5

Tableau II-1: Détails du procédé de gravure pour les structures membranaires

Lors du développement du procédé, nous avons tenu compte de la température du porte-échantillon du bâti de gravure sur la vitesse de gravure dans les trous du cristal photonique. Les

observations MEB présentées Figure II-5 illustrent les effets de la température du porte-échantillon sur les profils de gravure du cristal photonique dans la membrane. La diminution de la vitesse de gravure en fonction de la température du porte-échantillon peut s'expliquer par la réduction de la volatilité des produits de réaction (GaCl_3 et AsCl_3) de la gravure plasma. Cet effet a déjà été mis en évidence dans la gravure des cristaux photoniques en filière InP [4].

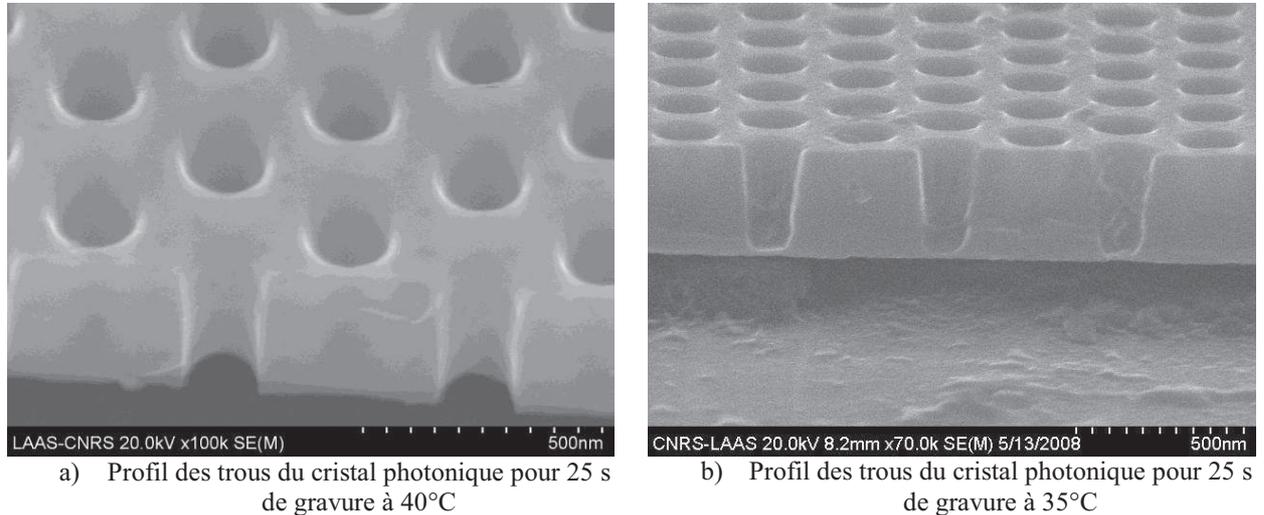


Figure II-5: Influence de la température du porte-échantillon sur la vitesse de gravure

II.1.5 Libération de la membrane

L'avant dernière étape du procédé consiste en la libération de la membrane par gravure chimique de la couche sacrificielle d' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$. Cette gravure chimique sélective s'effectue à température ambiante, à l'aide d'une solution diluée d'acide fluorhydrique.

Afin de faciliter la gravure chimique sous la membrane de GaAs, des rectangles de $2,5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ (appelés trous de dégagement) espacés de $10 \mu\text{m}$ ont été placés le long du guide à cristal photonique, à $2 \mu\text{m}$ de la dernière rangée de trous du cristal photonique. Ces rectangles facilitent la libération de la membrane. En effet, au début de nos travaux, nous avons fabriqué des guides à cristaux photoniques simples, sans rectangles à leurs bords. Cependant, nous avons constaté que les structures membranaires se brisaient lors de l'étape de libération de la membrane. Le processus de gravure et d'évacuation des produits de réaction au travers des trous du cristal photonique engendrait une pression trop forte sur la membrane, qui causait sa rupture. En ajoutant ces motifs, nous limitons les risques de détérioration des membranes.

Le temps de gravure a été fixé dans un premier temps à 1 min. La vitesse de gravure a alors été déterminée à $6 \mu\text{m}/\text{min}$. Cependant, cette vitesse de gravure trop élevée provoque la libération de la membrane sur une grande superficie, ce qui fragilise sa résistance mécanique. En effet, sur la Figure II-6, on remarque que la gravure de la couche sacrificielle sous la membrane s'étend latéralement de $6 \mu\text{m}$. De plus, on remarque une certaine ondulation de la membrane, caractéristique d'un relief en surface, qui a été mis en évidence par observation au microscope confocal (Figure II-7). Nous attribuons ces ondulations aux relâchements des contraintes dans la couche de GaAs lors de la gravure de la couche sacrificielle.

Ces contraintes peuvent provenir de la couche d' AlGaAs à forte teneur en aluminium, sur laquelle est épitaxiée la structure membranaire, ainsi que des contraintes emmagasinées dans les puits quantiques.

Afin de contrôler la vitesse de gravure et de limiter les effets d'ondulations, nous avons optimisé la gravure par l'ajout d'un tensioactif (ou surfactant), dans la solution de gravure. Il offre un meilleur mouillage de la surface à graver en réduisant la tension de surface. En ajoutant le surfactant à la solution de gravure, nous réduisons la vitesse de gravure et, par la même occasion, nous limitons ces effets d'ondulation qui peuvent être à l'origine de pertes dans nos structures. La membrane est alors suspendue sur une faible superficie et l'extension latérale de la gravure chimique de la couche sacrificielle adopte le contour des structures, caractérisant ainsi l'uniformité de la gravure (Figure II-8). Une nouvelle analyse de la topographie de la surface de la membrane au niveau du guide d'onde a révélé l'absence de relief (Figure II-9).

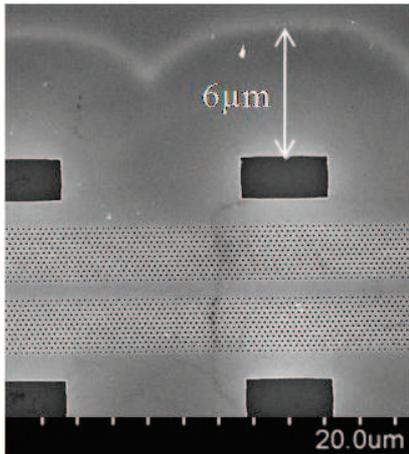


Figure II-6: Vue de dessus d'un guide W3TK après gravure de la couche sacrificielle



Figure II-7: Photo au microscope confocal montrant la différence de relief sur une barrette de laser

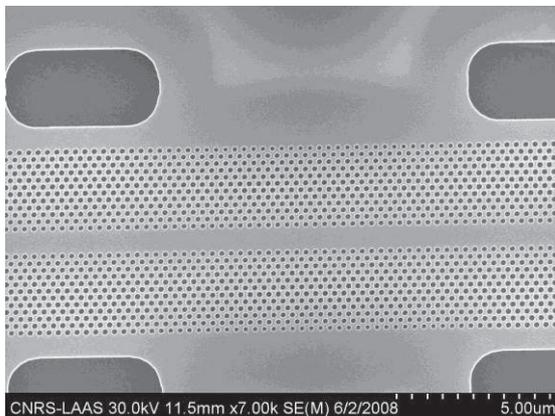


Figure II-8: Vue de dessus d'un guide W3TK après gravure de la couche sacrificielle à l'aide du surfactant

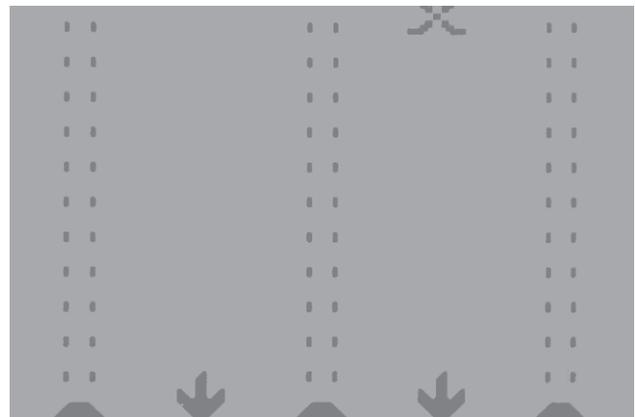


Figure II-9: Photo au microscope confocal d'une membrane sans ondulation

II.1.6 Amincissement, clivage et report des barrettes

Après avoir libéré les membranes, les échantillons sont ensuite amincis à 100 µm d'épaisseur, clivés puis reportés sur un substrat de silicium à l'aide d'une colle époxy. Ce report permet de manipuler des barrettes de lasers amincis, sans risque de les détériorer, et facilite le montage de ces barrettes sur le banc de caractérisation optique.

II.2 Architectures des lasers

Nous présentons dans ce paragraphe la géométrie du masque adoptée pour la fabrication des lasers membranaires. Au cours de l'étude qui suit, l'architecture des lasers sera modifiée et fera l'objet d'un masque spécifique. Nous présentons ici le masque correspondant à la première architecture (notée A0), et représenté sur la Figure II-10.

Le masque comporte les motifs qui vont être définis lors de la lithographie électronique, puis transférés dans les couches par gravure sèche.

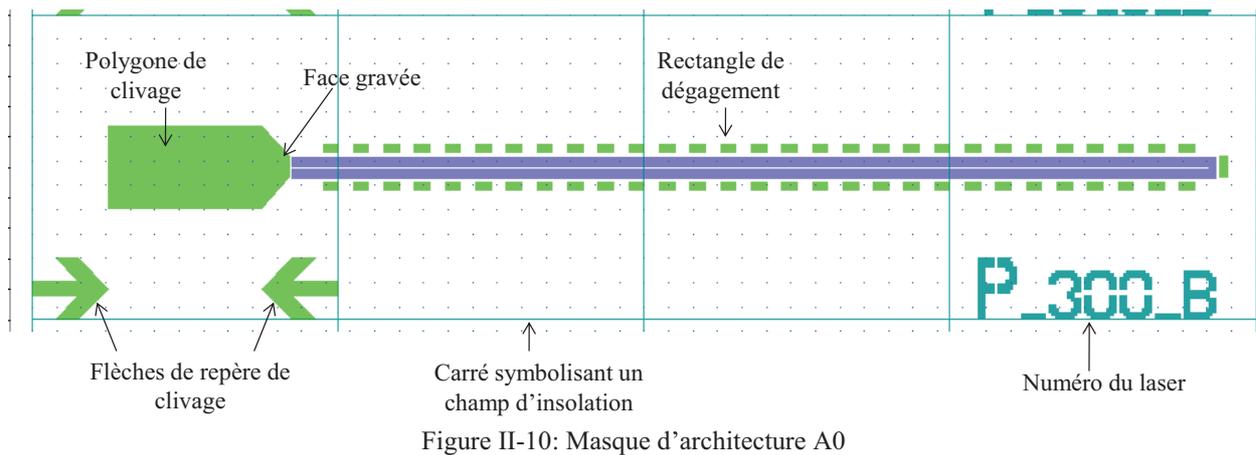
II.2.1 Définition de la cavité

La cavité comprend un guide à cristal photonique de 300 μm de longueur. Elle est délimitée par un miroir avant constitué d'une face gravée, située à trois périodes de la fin du guide à cristal photonique, et par un miroir arrière à cristal photonique. Ce miroir possède une période identique au cristal photonique constituant le guide W3ГK. Dans la suite de l'étude, nous appellerons miroir avant, la face d'émission du faisceau laser collecté sur le banc de caractérisation optique. Contrairement aux diodes laser conventionnelles, la face d'émission n'est pas constituée par une face clivée mais par un miroir gravé. La qualité optique de ce miroir est nettement inférieure à une face clivée, du fait de la rugosité de surface induite par le procédé de gravure sèche. Néanmoins, nous avons choisi de délimiter la cavité par ce type de miroir pour deux raisons. La première est que nous minimisons le risque de détérioration des lasers à l'étape de clivage. Celle-ci étant réalisée après libération de la membrane, les structures suspendues dans l'air sont plus fragiles d'un point de vue mécanique. La seconde est que nous nous assurons d'avoir les mêmes conditions de réinjection pour tous les lasers en définissant la face d'émission lors de l'étape de lithographie électronique.

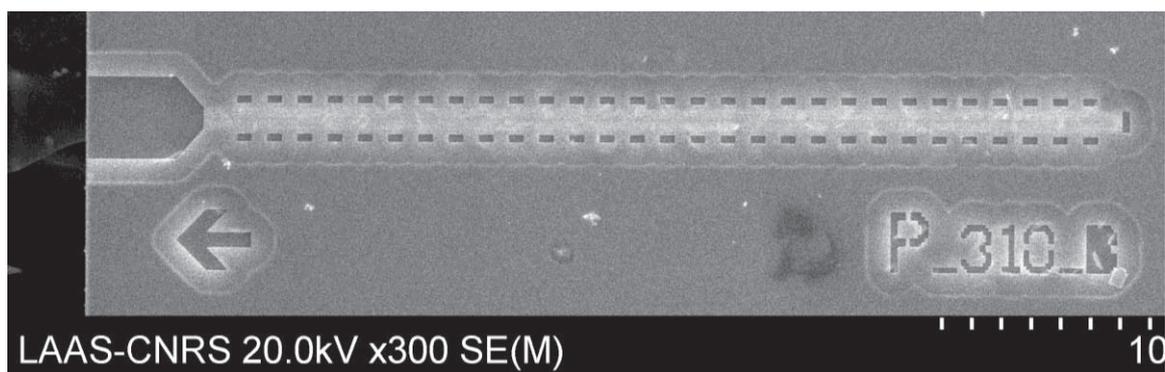
II.2.2 Motifs complémentaires

Nous avons ajouté autour de la cavité trois types de motifs de taille micrométrique qui vont faciliter la réalisation technologique de ces structures :

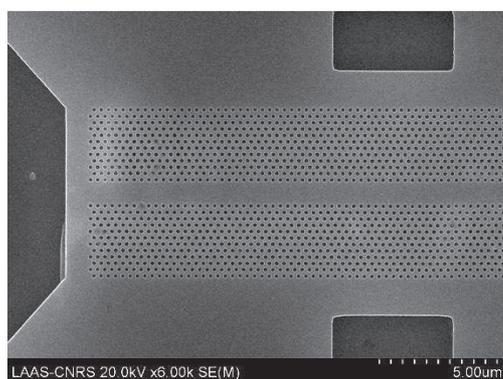
- des rectangles de 2.5 μm x 5 μm permettant de faciliter la libération de la membrane ont été placés le long du guide.
- un polygone en fin du guide à cristal photonique, dont une des faces constitue la face d'émission des lasers et dans lequel nous réalisons le clivage.
- des marques servant de repères visuels sur l'échantillon. Ces marques sont de tailles micrométriques et peuvent être observées au microscope optique. Elles ont pour but de numéroter le laser et de repérer la position où va être réalisé le clivage.



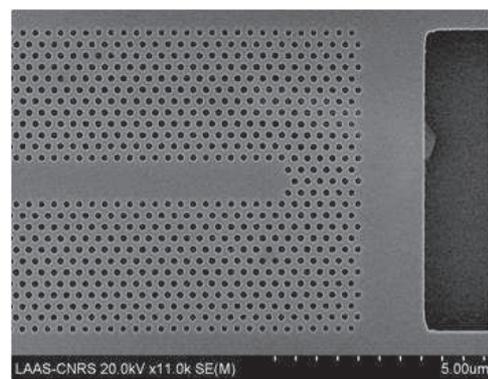
Les champs d'insolation, définis lors de l'étape de lithographie électronique, sont représentés sur la Figure II-10. Comme nous avons choisi de fixer la taille des champs d'insolation à des carrés de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$, quatre champs sont nécessaires pour définir une cavité entière de $300\ \mu\text{m}$ de longueur. Le long du guide à cristal photonique, nous comptons alors trois raccords de champs. Ils ont pu être limités à deux, dans les architectures suivantes, par un meilleur placement pendant l'écriture du masque.



a) Laser à cristal photonique W3FK de 310 nm de période



b) Miroir avant gravé



c) Miroir arrière à cristal photonique

Figure II-11

La Figure II-11 présente une vue globale d'un laser réalisé avec une période du cristal photonique de 310 nm, ainsi que des vues détaillées du miroir avant gravé et du miroir arrière à cristal photonique.

La Figure II-12 présente une vue de la face d'émission par la tranche des lasers membranaires.

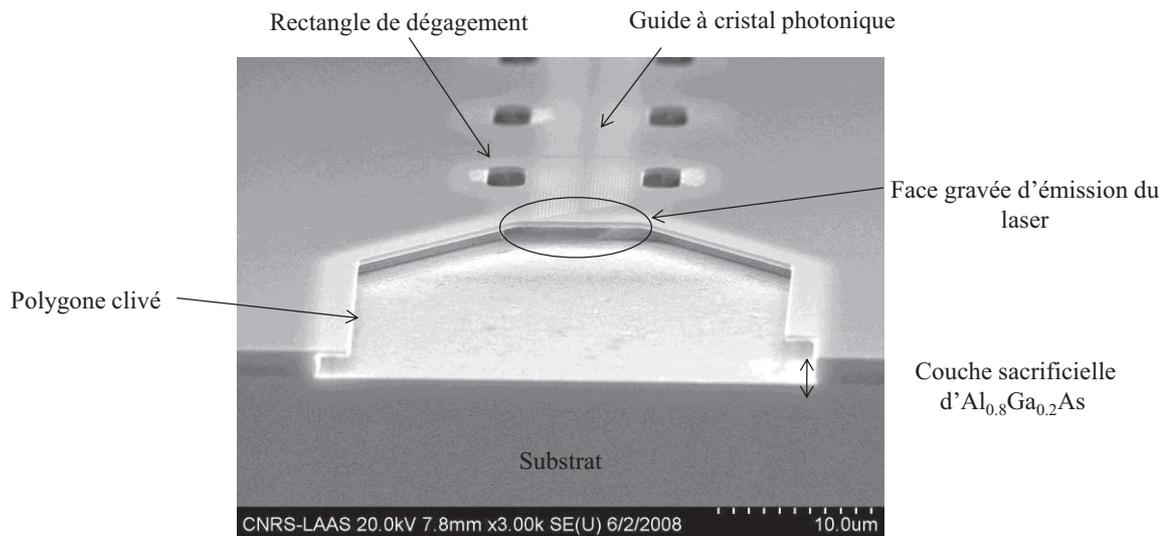


Figure II-12: Vue par la tranche de la face d'émission d'un laser

III CARACTERISATION ET ANALYSE DES LASERS MEMBRANAIRES

III.1 Description du banc de caractérisation

La caractérisation des lasers à cristaux photoniques membranaires est effectuée sous pompage optique. A cet effet, un banc de caractérisation spécifique a été mis en place. Comme nous étudions des sources laser émettant par la tranche, ce banc de caractérisation doit permettre de focaliser un faisceau de pompe sur la surface de l'échantillon, et de récolter le faisceau émis par le laser au niveau du miroir de sortie, par la tranche de l'échantillon.

L'émission des sources laser étant attendue aux alentours de 980 nm, nous utilisons un laser Nd-YAG Q-switch doublé émettant à 532 nm comme source de pompage. Ce pompage s'effectue en régime pulsé, avec des impulsions de 10 ns, répétées au kHz. Le faisceau du laser de pompe est mis en forme selon une ellipse de 20 µm x 500 µm par une lentille cylindrique, de manière à couvrir la surface du laser fabriqué. Avant la mise en forme du faisceau, une densité variable permet de régler la puissance de pompe du laser. Au début de nos travaux, le réglage de la densité variable était effectué manuellement. Dans une version plus élaborée du banc de caractérisation, un asservissement motorisé sur la densité variable a permis d'automatiser l'acquisition des spectres en fonction de la puissance. Une lame séparatrice permet de prélever une partie du signal de pompe et de le mesurer à l'aide d'un puissance-mètre. La puissance moyenne maximale du laser de pompe est limitée à 1.9 mW, pour éviter de détériorer les lasers membranaires. L'émission laser est ensuite collectée par un objectif de microscope et focalisée sur la fente d'entrée d'un spectromètre imageur de 30 cm de focale. Deux caméras CCD sont ajoutées au banc de caractérisation. Elles permettent de se repérer sur l'échantillon et de visualiser à la fois le faisceau de pompe sur la surface de l'échantillon et le faisceau émis du laser par la tranche.

Une nouvelle configuration du banc de caractérisation a été mise en place vers la fin de cette étude. L'amélioration du montage a conduit à une meilleure mise en forme du faisceau de pompe, avec une ellipse de 4.4 µm x 320 µm. Le banc bénéficie d'un nouveau spectromètre

imageur de 50 cm de focale possédant un réseau de 1200 traits blasé à 750 nm, équipé d'une caméra EM-CCD à amplification d'électrons (Figure II-13).

Ce banc permet l'acquisition des spectres d'émission des lasers membranaires en fonction de la puissance émise. On peut ainsi analyser simultanément l'évolution de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe $P_e(P_p)$ et le comportement spectral des lasers. Toutes les mesures ont été réalisées à température ambiante.

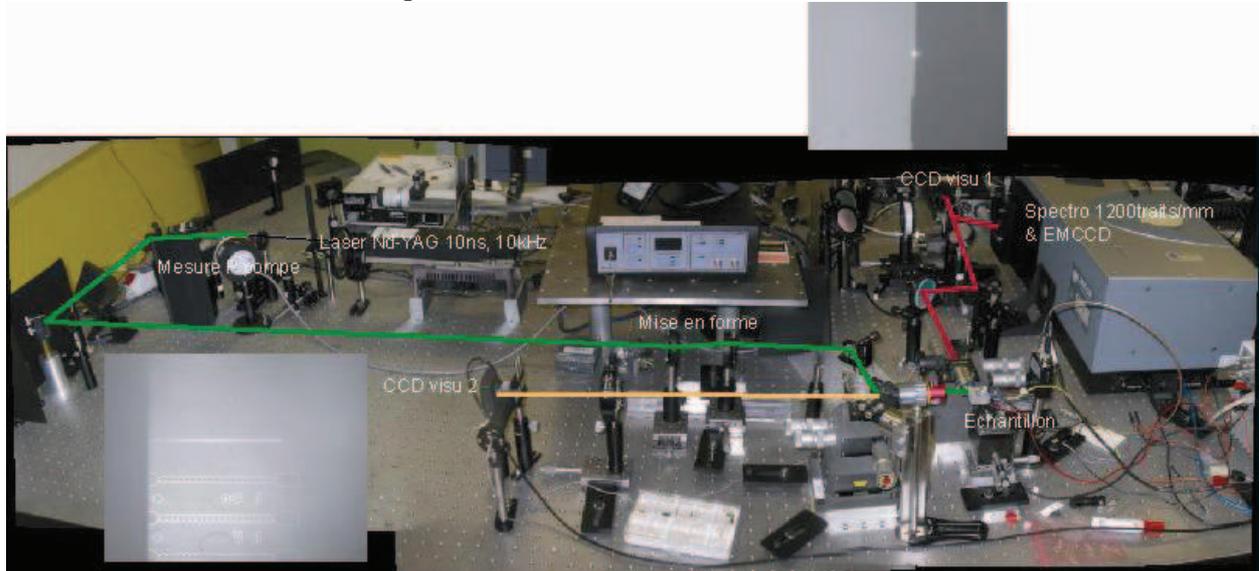


Figure II-13: Banc de caractérisation optique

III.2 Analyse expérimentale du diagramme de bandes

Dans le premier chapitre, l'analyse théorique du guide W3FK a permis d'identifier le second point de repliement du mode fondamental comme un point de fonctionnement intéressant pour une émission DFB. Pour cette étude, nous avons fixé l'indice effectif à 3.28 et le facteur de remplissage en air à 25%, ce qui conduisait à une fréquence réduite du mode fondamental au second point de repliement aux alentours de 0.310.

Compte tenu des incertitudes sur la réalisation des dispositifs et sur la longueur d'onde d'émission de la structure, nous avons choisi d'explorer expérimentalement le diagramme de bandes, en le confrontant à la réponse spectrale d'une série de lasers.

A cet effet, nous fabriquons des lasers d'architecture A0, de différentes périodes du cristal photonique, tout en gardant le facteur de remplissage en air à 25%. En faisant varier cette période de 250 nm à 350 nm par pas de 10 nm, nous nous assurons de balayer une large gamme de fréquences réduites sur le diagramme de bandes.

Une fois fabriqués, ces lasers sont ensuite caractérisés sur le banc de pompage optique de manière à obtenir le spectre pour chaque composant.

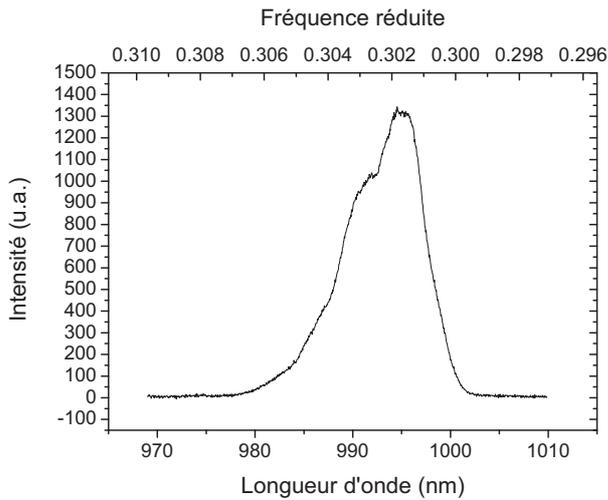


Figure II-14: Spectre d'un laser de 300 nm de période

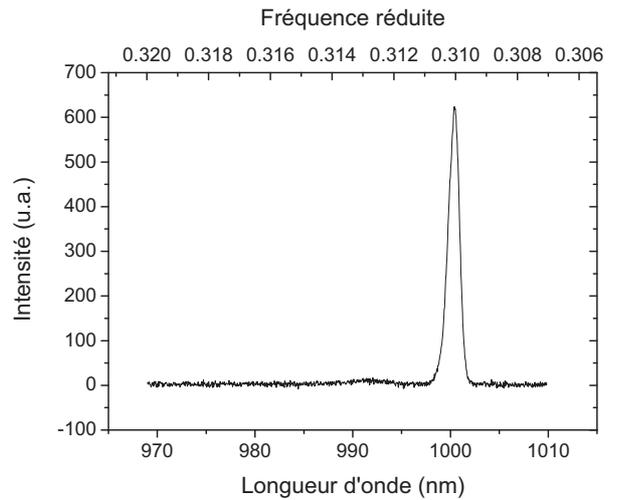


Figure II-15: Spectre d'un laser de 310 nm de période

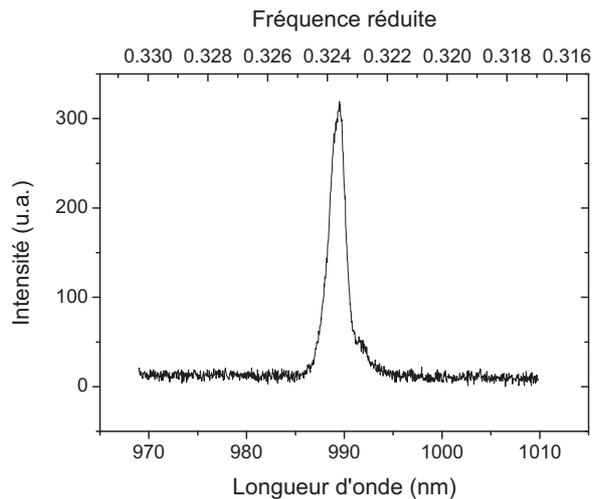


Figure II-16: Spectre d'un laser de 320 nm de période

Toutes les structures présentent une émission laser, sauf celle de période égale à 250 nm. Cependant, on observe différents comportements selon la période du cristal.

Pour l'ensemble des périodes, exceptées 310 et 320 nm, les spectres ont une allure similaire, illustrée sur la Figure II-14 pour une période de 300 nm. Le spectre obtenu est large et il correspond à celui d'un fonctionnement de type Fabry-Pérot.

Pour les périodes de 310 et 320 nm, nous avons reporté leurs spectres sur la Figure II-15 et la Figure II-16. Ces spectres présentent un seul pic étroit centré à 1 μm pour la période de 310 nm, et à 990 nm pour la période de 320 nm. Ces longueurs d'onde correspondent respectivement à 0.31 et 0.324 en unité de fréquence réduite. Ces spectres sont caractéristiques d'une émission DFB.

Nous comparons ensuite les spectres obtenus avec le diagramme de bandes de la structure calculé à l'aide de la valeur d'indice effectif estimée précédemment ($n_{\text{eff}}=3.255$).

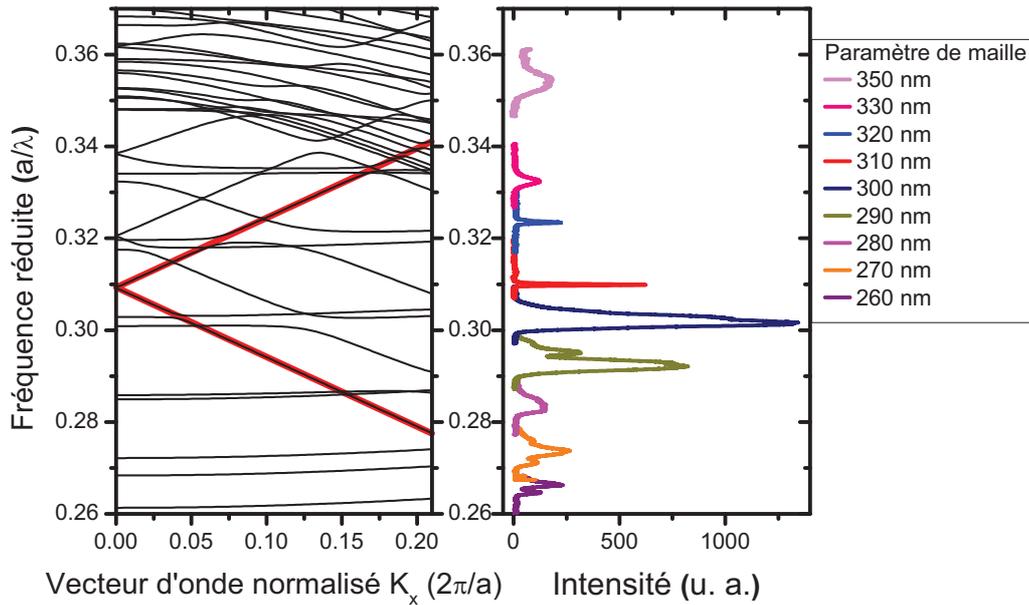


Figure II-17: Comparaison des résultats expérimentaux avec le diagramme de bandes

Sur la Figure II-17, nous avons tracé côte à côte le diagramme de bandes du cristal photonique et les spectres obtenus, en les reportant en unité de fréquence réduite. Nous avons surligné la relation de dispersion du mode fondamental sur la structure de bandes. Par comparaison des fréquences centrales des spectres d'émission des lasers avec les fréquences réduites du diagramme de bandes, nous pouvons identifier les modes correspondant aux spectres d'émission obtenus. Ainsi, nous identifions le spectre monomode obtenu pour le laser de période $a=310$ nm, à l'émission DFB du mode fondamental. De même, l'émission monomode obtenue pour le laser de période $a=320$ nm correspond à l'émission DFB du mode latéral d'ordre 1.

III.3 Détermination expérimentale des paramètres d'étude

Sur la base de l'étude précédente, nous réalisons une seconde étude expérimentale afin d'analyser plus précisément le comportement DFB des lasers. Pour cette étude, nous réalisons une seconde barrette de 13 lasers, dont les périodes sont recentrées autour de 310 nm et 320 nm. Ce recentrage nous permet de restreindre la gamme de fréquences réduites étudiées sur le diagramme de bandes, en nous focalisant uniquement autour des points de repliement du mode fondamental et du mode latéral 1. A cet effet, nous choisissons de faire varier la période du cristal photonique de 304 à 328 nm, par pas de 2 nm.

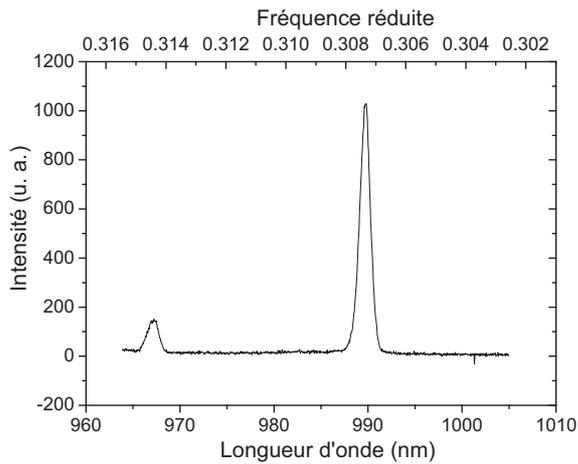


Figure II-18: Spectre d'un laser de période $a=304$ nm

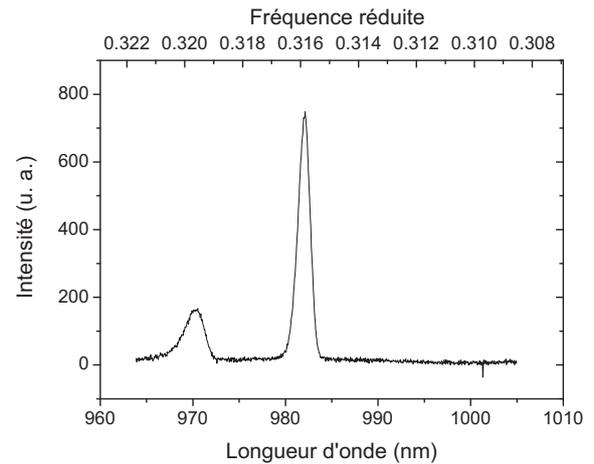


Figure II-19: Spectre d'un laser de période $a=310$ nm

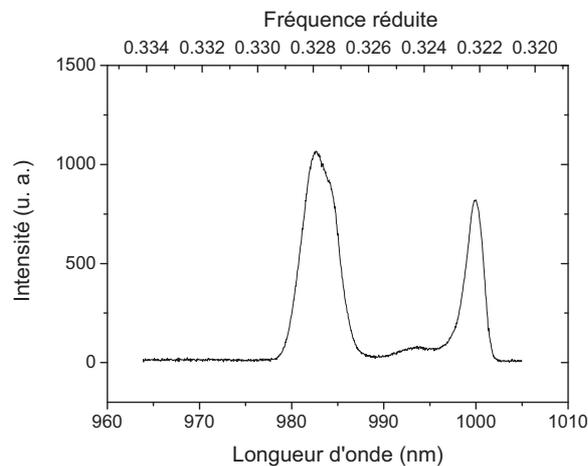


Figure II-20: Spectre d'un laser de période $a=322$ nm

La caractérisation spectrale de ces lasers a mis en évidence trois types de comportements. Un premier groupe de lasers, de périodes 304, 306 et 308 nm, fait apparaître une émission de type DFB multimode. A titre d'illustration, le spectre d'un laser de période $a=304$ nm est représenté Figure II-18. Sur ce spectre, on observe un pic d'émission principal à une fréquence réduite $u=0.307$, et un pic DFB secondaire de fréquence réduite $u=0.315$. L'espacement entre les fréquences réduites des deux modes DFB observés sur ce spectre vaut $\Delta u=0.01$. Cet espacement est identique à l'espacement entre les fréquences réduites du mode fondamental et du mode latéral 1 observé sur le diagramme de bandes de la Figure II-17. Ainsi, on attribue le pic d'émission DFB principal, situé à la fréquence réduite 0.307, à l'émission du mode fondamental. Le pic secondaire correspond quant à lui à l'émission du mode latéral 1.

On observe aussi une émission DFB multimode pour un second groupe de lasers, dont la période est comprise entre 310 et 314 nm. Le spectre du laser de période $a=310$ nm, caractéristique du second groupe de lasers, est représenté Figure II-19. Sur ce spectre, on observe aussi une émission DFB multimode avec un pic principal ayant une fréquence réduite de 0.316. On identifie l'émission DFB prépondérante à l'émission du mode latéral 1.

Cependant, par rapport à l'analyse expérimentale précédente, on observe un décalage des fréquences réduites du mode fondamental et du mode latéral 1. Ce décalage peut s'expliquer par une inhomogénéité des couches épitaxiales en bord de plaque.

Enfin, un dernier groupe de lasers, de périodes supérieures ou égales à 316 nm, montre une émission multimode. Le spectre d'un laser de période $a=322$ nm est présenté Figure II-20. Les longueurs d'onde des pics d'émission de ce groupe de lasers se situent vers les fréquences réduites élevées.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux lasers de périodes 304, 306 et 308 nm. En effet, ce groupe de lasers permet l'obtention d'une émission DFB prépondérante sur le mode fondamental. Sur la Figure II-21, nous avons reporté leurs spectres autour de leur longueur d'onde centrale. On remarque que les pics d'émission principaux, correspondant au mode fondamental, sont espacés de 5 nm environ. On mesure une sensibilité de la longueur d'onde d'émission en fonction de la période $\Delta\lambda/\Delta a$ de 2.55. Nous avons confirmé ce résultat par FDTD 3D, où une sensibilité de 2.72 a été obtenue. Par la variation de la période du cristal photonique, il est donc possible de contrôler sommairement la longueur d'onde d'émission des lasers à cristaux photoniques en faisant varier légèrement la période autour de 306 nm.

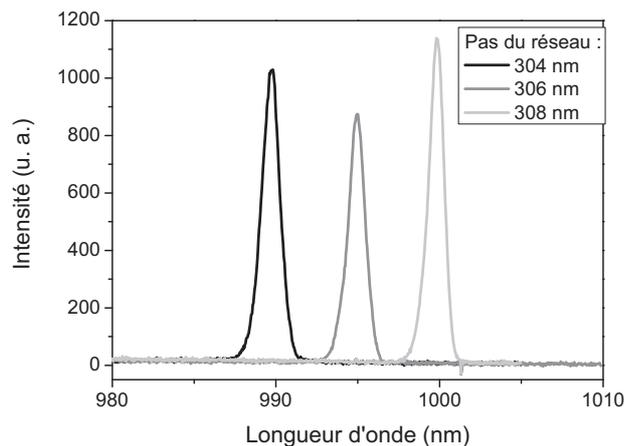


Figure II-21: Emission DFB du mode fondamental pour des lasers de période 304,306 et 308 nm

Les fréquences réduites correspondant aux longueurs d'onde d'émission des lasers dont la période du cristal photonique est de 304, 306 ou 308 nm, sont situées entre 0.307 et 0.308. Or, la fréquence réduite du mode fondamental au second point de repliement, déterminée sur le diagramme de bandes précédent, se situe plutôt vers 0.31. On en conclut que la valeur de l'indice effectif estimée par le calcul ne traduit pas exactement la réalité. Afin d'ajuster cette valeur, nous déterminons la fréquence réduite du mode fondamental au second point de repliement par un calcul FDTD 2D en faisant varier l'indice effectif de 3.25 à 3.285. Nous avons tracé la dépendance de la fréquence réduite du mode 0b (mode ayant le plus grand facteur de qualité) en fonction de l'indice effectif sur la Figure II-22. On constate que la fréquence réduite de ce mode diminue linéairement lorsque l'indice effectif augmente. Sur cette courbe, une fréquence réduite de 0.307 est obtenue lorsque l'indice effectif vaut approximativement 3.28. Pour la suite de l'étude, nous ajustons la valeur de l'indice effectif à cette valeur déterminée à partir des résultats expérimentaux.

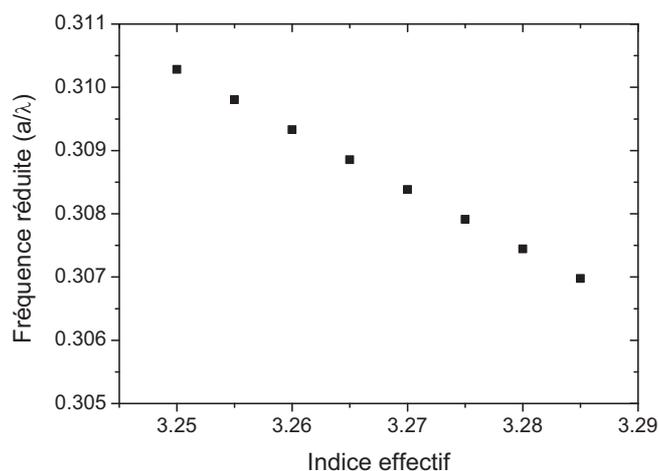


Figure II-22: Evolution de la fréquence réduite du mode 0b calculée par FDTD 2D en fonction de l'indice effectif

Nous pouvons attribuer cette valeur d'indice effectif à une épaisseur de membrane de l'ordre de 270 nm (l'épaisseur visée étant de 261 nm).

En conclusion, pour toutes les études expérimentales, la période du cristal photonique des lasers sera fixée à 304 et 306 nm, afin d'obtenir un fonctionnement DFB prépondérant sur le mode fondamental.

IV CONTROLE DE L'EMISSION DES LASERS PAR DEFORMATION RECTANGULAIRE DE LA MAILLE

IV.1 Introduction

Nous nous proposons de montrer que l'ingénierie de la maille photonique apporte plusieurs degrés de liberté pour ajuster la longueur d'onde d'émission.

De manière habituelle, le contrôle précis de la longueur d'onde des lasers DFB s'effectue en variant la température du composant ou en ajustant le courant dans une section de la cavité DFB. Ceci complique la commande électrique du laser, nécessite une régulation de température, et rend impossible le contrôle simultané de l'émission sur une barrette multi-longueur d'onde. Notre étude a pour objectif de déterminer une architecture de cavité qui assure un fonctionnement monomode robuste, pour lequel la longueur d'onde d'émission peut être ajustée précisément par les paramètres de la maille photonique. Un intérêt de cette approche serait de faciliter la réalisation de barrettes multi-longueur d'onde, en contrôlant très précisément l'intervalle spectral entre deux émissions laser par une simple modification de la maille photonique.

Cependant, cette approche a été encore peu rapportée dans la littérature. Checoury et al [5] ont proposé un contrôle de la longueur d'onde d'émission des lasers DFB par variation des diamètres des trous pour des rangées situées à proximité du guide d'onde. Cette étude théorique, basée sur une géométrie de guide de type W1ΓK, a montré qu'une variation de la longueur d'onde de

0.1 nm pouvait être obtenue en modifiant le diamètre des trous de la quatrième rangée. Cette modification induit une légère variation de l'indice effectif du mode guidé. Cependant, la loi exponentielle régissant cette variation est peu compatible avec des conditions pratiques de réalisation technologique.

Une seconde méthode utilise la variation de la largeur du guide à cristal photonique autour de sa valeur nominale [6]. Après avoir montré la possibilité d'obtenir l'effet laser pour le mode fondamental au premier point de repliement [7], les auteurs proposent de modifier la largeur du guide d'onde autour de sa valeur nominale ($w = \sqrt{3}a$) et étudient le comportement de la fréquence réduite du mode fondamental située dans la bande interdite photonique. La sensibilité de la longueur d'onde d'émission du mode fondamental obtenue par cette méthode est caractérisée par le rapport $\Delta\lambda/\Delta w$ égal à 2. Cette valeur élevée de la sensibilité est incompatible avec un contrôle sub-nanométrique de la longueur d'onde d'émission.

Au sein du laboratoire, une méthode originale basée sur une déformation rectangulaire de la maille hexagonale a été développée lors de la thèse d'Olivier Bouchard [8]. Cette ingénierie de la maille a permis d'obtenir un contrôle précis de la longueur d'onde entre lasers dans la filière InP [9].

IV.2 Contrôle de la longueur d'onde d'émission par déformation affine de la maille

IV.2.1 Influence théorique de la déformation rectangulaire de la maille sur la longueur d'onde d'émission

a Principe général

Dans cette partie, nous appliquons ce concept de déformation rectangulaire de la maille hexagonale, que nous appelons déformation affine, pour le contrôle fin de la longueur d'onde d'émission.

La maille rectangulaire définissant le réseau hexagonal est composée du paramètre de maille a orienté suivant l'axe de propagation du guide, et d'un paramètre de maille que l'on notera b suivant la direction perpendiculaire. Dans le procédé de déformation, tous les paramètres du cristal photonique restent constants (paramètre de maille a , diamètre des trous) à l'exception du paramètre de maille b qui est mis à l'échelle par un facteur α (Figure II-23). C'est ce facteur que l'on appellera déformation par la suite. En faisant varier linéairement ce facteur, nous déformons la maille dans la direction perpendiculaire à l'axe du guide d'une quantité $\Delta b = (\alpha - 1)b$.

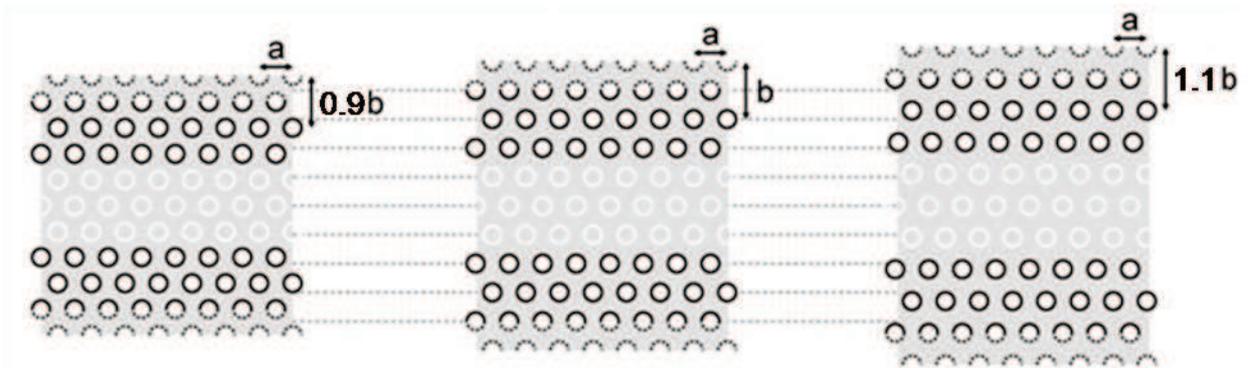


Figure II-23: Principe de la déformation affine pour des valeurs de α de 0.9, 1 et 1.1.

Pour des déformations α inférieures à 1, Δb est négatif, ce qui a pour effet de contraindre la maille rectangulaire et de diminuer la largeur du guide par rapport à sa valeur nominale. Au contraire, les déformations α supérieures à 1 étirent la maille rectangulaire et augmentent la taille du guide. Comme nous avons choisi de travailler avec des diamètres de trous constants, le facteur de remplissage en air du cristal photonique déformé va lui aussi varier en fonction de la déformation.

La modification de la géométrie du guide induite par la déformation affine a une influence sur le comportement modal du guide. Tout d'abord, nous étudions théoriquement l'effet de la déformation sur le diagramme de bandes, et plus particulièrement sur la fréquence réduite du mode fondamental et du mode latéral d'ordre 1 au second point de repliement. Puis les structures lasers incorporant la déformation affine sont réalisées et caractérisées.

b Influence de la déformation affine sur le diagramme de bandes

L'influence de la déformation sur le diagramme de bandes du guide $W3\Gamma K$ est reportée sur la Figure II-24 pour 3 déformations différentes : 0.9, 1 et 1.1.

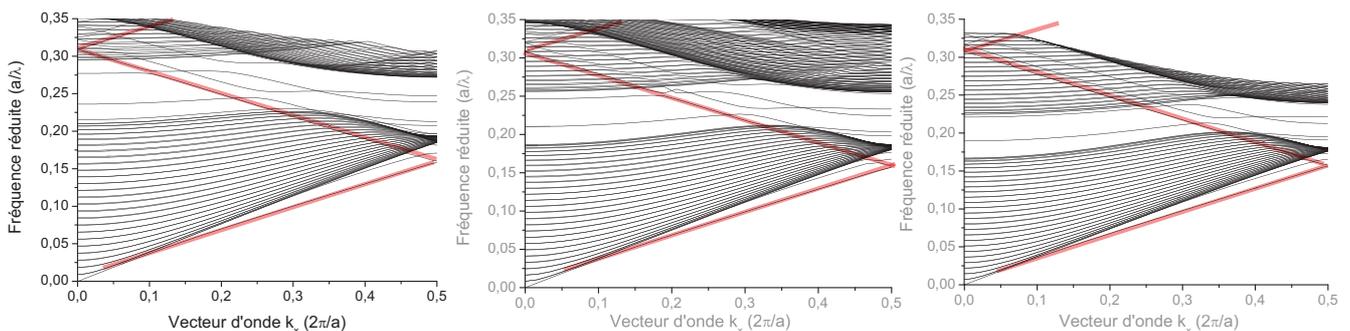


Figure II-24: Diagramme de bandes du guide $W3\Gamma K$ pour des déformations de 0.9 (gauche), 1 (milieu), et 1.1 (droite)

Ces trois diagrammes de bandes ont été calculés pour un indice effectif de 3.28 et une valeur r de rayon des trous égale à $0.262a$. Cette valeur correspond à un facteur de remplissage en air de 25% pour une structure non déformée. La courbe de dispersion du mode fondamental a été surlignée sur ces diagrammes. La déformation affecte la position des bandes et la largeur de la bande interdite photonique (BIP) diminue lorsque l'on augmente la déformation. L'évolution de la largeur de la BIP était prévisible. En effet, la largeur de la bande interdite dépend du facteur de remplissage en air du cristal photonique et sa valeur augmente avec celui-ci. Comme nous

l'avons déjà mentionné, augmenter la déformation affine de la maille revient à diminuer le facteur de remplissage, et par la même occasion la largeur de la bande interdite.

Nous focalisons notre étude sur le comportement du mode fondamental et du mode latéral d'ordre 1 au second point de repliement. La Figure II-25 montre l'évolution du diagramme de bandes au second point de repliement de ces deux modes pour des déformations de 0.9, 1 et 1.1. Nous avons tracé en pointillés sur ces diagrammes l'évolution de la fréquence réduite du mode fondamental. On constate que la fréquence réduite du mode fondamental en ce point de fonctionnement subit une très faible diminution lorsque la déformation augmente. Cette étude préliminaire nous permet d'envisager un contrôle fin de la longueur d'onde d'émission par le principe de déformation de la maille.

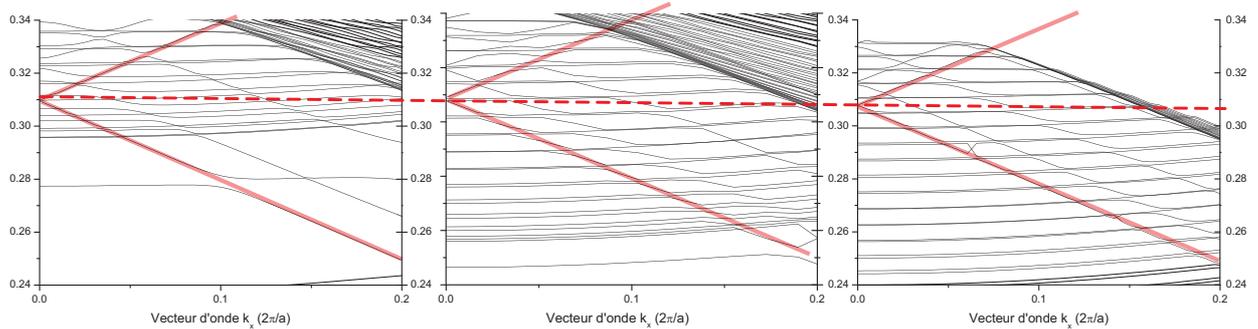


Figure II-25: Evolution du diagramme de bandes au 2^{ème} repliement pour des déformations de 0.9 (gauche), 1 (milieu), et 1.1 (droite)

Nous réalisons désormais une étude plus fine de l'impact de la déformation sur les deux modes guidés par des calculs FDTD 2D. Pour chaque mode guidé, nous calculons la fréquence réduite et le facteur de qualité des deux modes dégénérés. Nous utilisons la même nomenclature a et b des modes définie au chapitre précédent.

c Impact de la déformation sur le mode fondamental

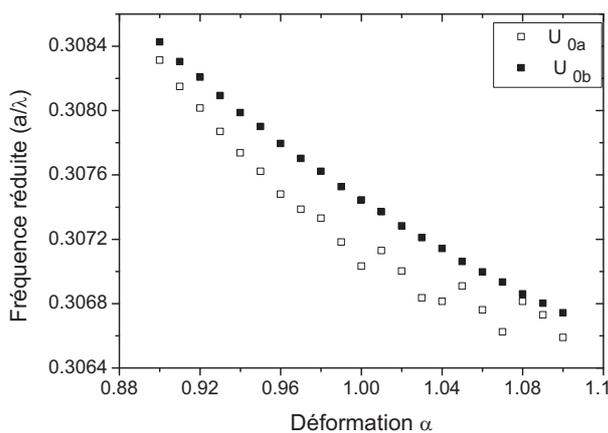


Figure II-26: Evolution de la fréquence réduite du mode 0a et 0b en fonction de la déformation α

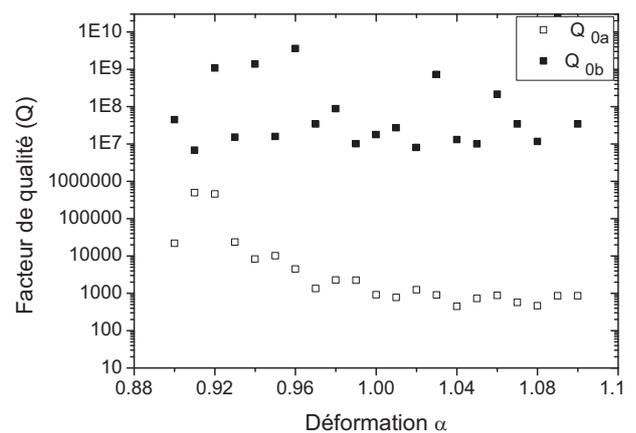


Figure II-27: Evolution du facteur de qualité du mode 0a et 0b en fonction de la déformation α

Nous étudions l'impact de la déformation sur la fréquence réduite et le facteur de qualité des deux modes dégénérés du mode fondamental par des calculs FDTD 2D.

La Figure II-26 représente l'évolution de la fréquence réduite des modes 0a et 0b. On note sur cette courbe que la fréquence réduite de ces deux modes diminue avec la déformation. Cependant, cette diminution est plus linéaire pour le mode 0b que pour le mode 0a. On remarque que la différence entre la fréquence réduite du mode 0a et celle du mode 0b varie en fonction de la déformation autour d'une valeur moyenne $\Delta u = 3.10^{-4}$, ce qui correspond à une différence moyenne de longueur d'onde entre les deux modes dégénérés de 1 nm environ.

En comparant les facteurs de qualité de ces deux modes (Figure II-27), on constate que le mode 0b possède un facteur de qualité toujours plus élevé que le mode 0a sur la gamme de déformation étudiée. Pour des déformations α de 0.91 et 0.92, la différence entre les facteurs de qualité est seulement d'un ordre de grandeur. En revanche, pour les autres déformations, il existe au moins trois ordres de grandeur entre ces deux facteurs de qualité. Nous en concluons que le mode 0b possède moins de pertes que le mode 0a. En basant notre critère de sélectivité modale sur la comparaison entre ces deux valeurs, nous nous attendons à une émission monomode sur le mode 0b.

Pour le mode 0b, nous déterminons par régression linéaire la sensibilité de la longueur d'onde en fonction de la déformation $\Delta\lambda/\Delta b$. Nous obtenons une sensibilité théorique de 0.051. Ainsi, une variation du paramètre de maille b de 10 nm engendre une variation de la longueur d'onde d'émission de 0.5 nm. Il serait donc possible de contrôler précisément la longueur d'onde d'émission du laser par modification du paramètre de maille b . Cette méthode est particulièrement intéressante car les contraintes imposées sur la technologie sont faibles. En effet, la précision imposée sur le contrôle du paramètre de maille b est tout à fait réalisable par lithographie électronique.

d Impact de la déformation sur le mode latéral 1

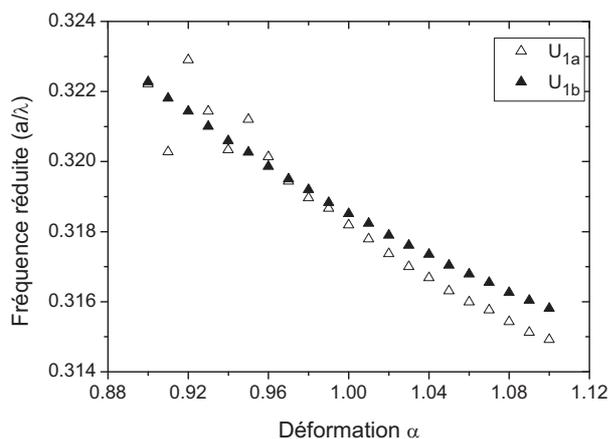


Figure II-28: Evolution de la fréquence réduite du mode 1a et 1b en fonction de la déformation α

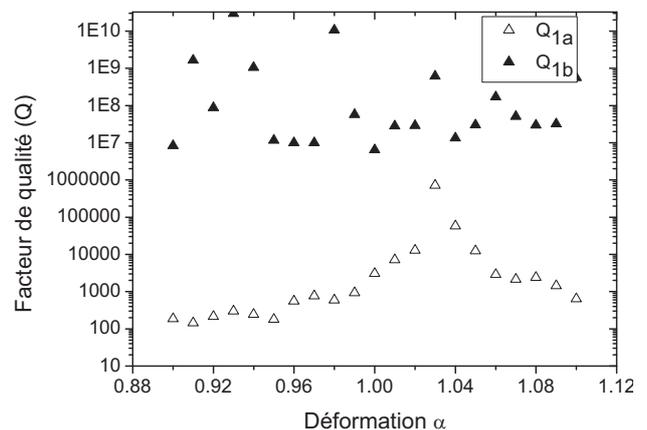


Figure II-29: Evolution du facteur de qualité du mode 1a et 1b en fonction de la déformation α

Nous étudions également l'impact de la déformation sur les deux modes dégénérés du mode latéral 1. Comme pour le mode fondamental, nous constatons que la fréquence réduite des deux modes diminue avec la déformation (Figure II-28). Par comparaison des facteurs de qualité de ces modes, nous observons que celui du mode 1b est toujours très supérieur à celui du mode 1a (Figure II-29), excepté pour la déformation 1.03 où la différence est seulement d'un ordre de

grandeur. On peut noter que sa valeur est du même ordre de grandeur que celle du mode 0b. Les modes 0b et 1b sont donc les modes dégénérés possédant le moins de pertes.

Par régression linéaire de la fréquence réduite du mode 1b, nous déterminons une pente $\Delta\lambda/\Delta b$ de 0.18. Cette pente est trois fois supérieure à celle du mode 0b. Cela signifie que la fréquence réduite du mode latéral 1 est plus sensible à la déformation rectangulaire de la maille. Une variation de 10 nm du paramètre de maille b entraîne une variation de la longueur d'onde de 1.8 nm. La déformation rectangulaire de la maille ne permet pas d'obtenir un contrôle sub-nanométrique de la longueur d'onde du mode latéral 1.

La différence de sensibilité de la longueur d'onde d'émission du mode latéral 1 et du mode fondamental en fonction de la déformation se traduit sur l'intervalle spectral entre ces deux modes. En effet, cet intervalle diminue avec l'augmentation de la déformation (Figure II-30). Pour un guide non déformé ($\alpha=1$), cet intervalle est voisin de 34 nm, il est égal à 28 nm pour une déformation α égale à 1.1.

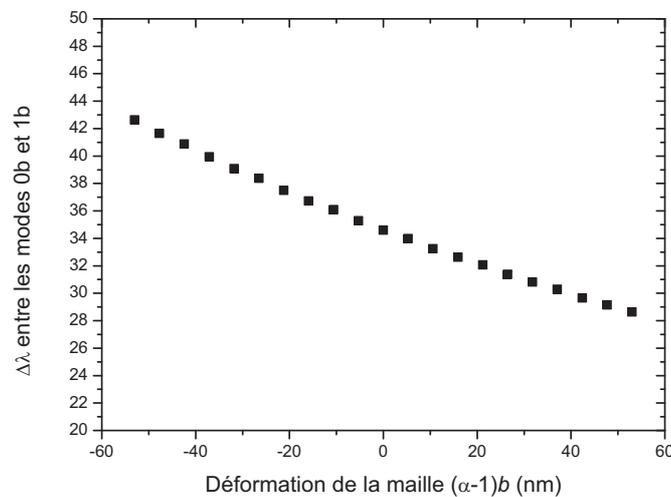


Figure II-30 : Intervalle spectral entre les modes 0b et 1b

IV.2.2 Résultats expérimentaux de la déformation affine

Afin de confirmer l'étude théorique précédente, nous nous proposons d'étudier expérimentalement l'impact de la déformation à partir de la réalisation d'un troisième lot comportant deux familles de lasers W3ГK, une famille de lasers ayant un paramètre de maille a de 304 nm et l'autre de 306 nm. La gamme de déformation étudiée est la même que celle de l'étude théorique, le paramètre α variant de 0.9 à 1.1 par pas de 0.02. Pour chaque famille de lasers, nous définissons une série de 11 lasers, chaque laser possédant une déformation différente. Nous appellerons par la suite « lasers déformés », les lasers ayant subi une déformation rectangulaire de la maille.

Nous fabriquons plusieurs barrettes de lasers, une barrette contenant trois séries de 11 lasers. Ainsi, nous avons la possibilité de caractériser plusieurs fois un laser ayant les mêmes caractéristiques géométriques du cristal photonique, soit un paramètre de maille a et une déformation α identiques.

De plus, nous avons modifié la géométrie des miroirs de fin de cavités des structures laser par rapport à ceux définis dans l'architecture A0. Les miroirs avant et arrière sont désormais identiques, de manière à avoir une cavité symétrique. Ces miroirs sont constitués d'une face

gravée située à 3 périodes de la fin du guide à cristal photonique (Figure II-31). Nous noterons cette nouvelle architecture A1.

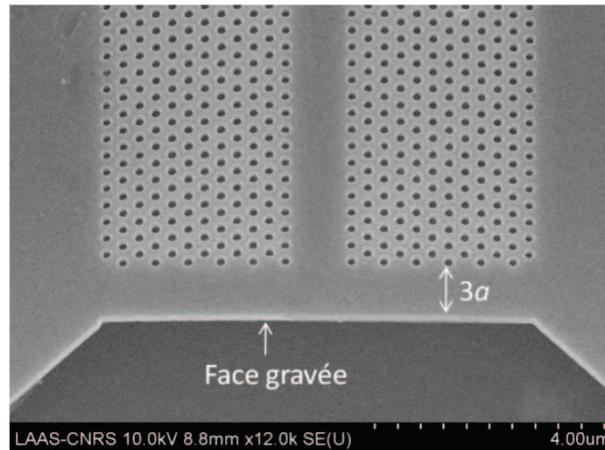


Figure II-31: Miroir de fin de cavité adopté pour l'architecture A1

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats bruts obtenus lors de la caractérisation optique des composants pour les deux familles de lasers. Pour chaque famille, nous reportons sur un même graphique les longueurs d'onde des modes DFB observés lors de la caractérisation spectrale.

a Cas des lasers ayant un paramètre de maille a égal à 306 nm

Nous nous intéressons dans un premier temps à la famille dont le paramètre de maille a est égal à 306 nm. Tous les lasers caractérisés présentent une émission laser de type DFB. Les longueurs d'onde des émissions DFB sont reportées sur la Figure II-32.

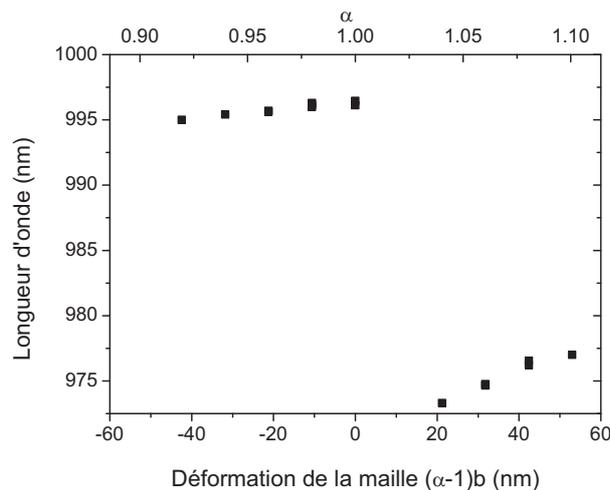


Figure II-32: Longueurs d'onde d'émission des modes DFB des lasers de paramètre de maille $a=306$ nm

Sur cette figure, on observe deux régimes d'émission. Pour des déformations α variant de 0.92 à 1, on observe une émission monomode autour de 995 nm. D'après les résultats obtenus au début du chapitre, nous identifions cette émission DFB à l'émission du mode fondamental. Pour des

déformations α supérieures à 1, l'émission monomode DFB se situe aux alentours de 975 nm. On attribue ce régime d'émission au mode latéral d'ordre 1.

b Cas des lasers ayant un paramètre de maille a égal à 304 nm

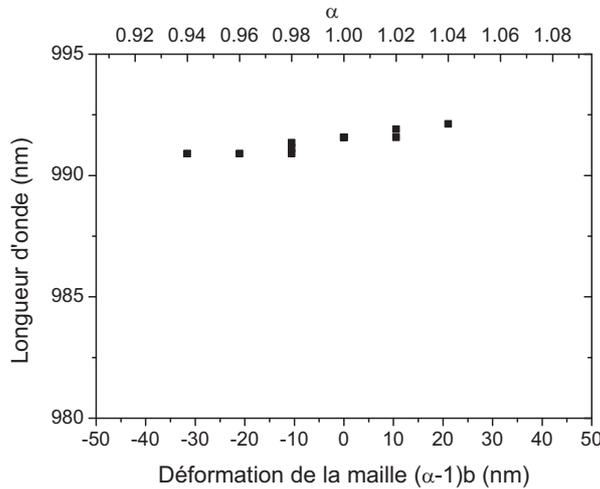


Figure II-33: Emissions monomodes autour de 990 nm

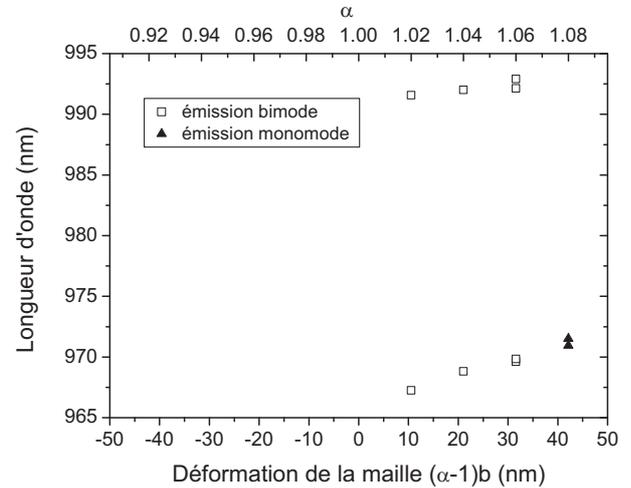


Figure II-34: Emissions aux alentours de 975 nm et 990 nm

Le comportement spectral des lasers déformés de maille $a=304$ nm présente trois régimes de fonctionnement. Le premier correspond à une émission monomode de type DFB autour de 990 nm pour des déformations comprises entre 0.92 et 1.04 (Figure II-33). D'après les résultats du chapitre précédent, nous identifions ce mode DFB au mode fondamental. Dans le second cas, une émission DFB bimode (à 970 nm et 990 nm) se produit pour des lasers dont la déformation α varie de 1.02 à 1.06 (carrés blancs de la Figure II-34). Les simulations FDTD 2D réalisées nous permettent d'identifier ce comportement bimode par l'émission simultanée du mode fondamental et du mode latéral 1. Enfin, il existe un troisième régime de fonctionnement avec une émission de type DFB à 975 nm pour une déformation $\alpha=1.08$ (triangles noirs de la Figure II-34). Nous attribuons cette émission monomode au mode latéral d'ordre 1. On note que les lasers de déformation 1.02 et 1.04 peuvent avoir un comportement DFB monomode ou bimode.

Dans le paragraphe suivant, nous allons analyser les différents régimes de fonctionnement pour les deux familles de lasers, en commençant par le régime d'émission monomode du mode fondamental.

IV.2.3 Analyse des résultats expérimentaux

a Analyse de l'émission sur le mode fondamental

La Figure II-35 montre la caractéristique $P_e(P_p)$ de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe et le spectre pour un laser ayant un paramètre de maille a de 304 nm et une déformation α de 0.98. La puissance de pompe au seuil est de l'ordre de 0.8 mW, et correspond à une densité de puissance d'environ 40 kW/cm². La caractéristique $P_e(P_p)$ est linéaire pour des

puissances de pompe inférieures à 1.4 mW ; au delà, le rendement chute, cette diminution pouvant être attribuée à une mauvaise dissipation thermique de l'énergie de la pompe et du laser. La Figure II-35, représentant le spectre d'émission du laser pour deux puissances de pompe différentes, montre que l'émission monomode est stable en fonction du pompage optique.

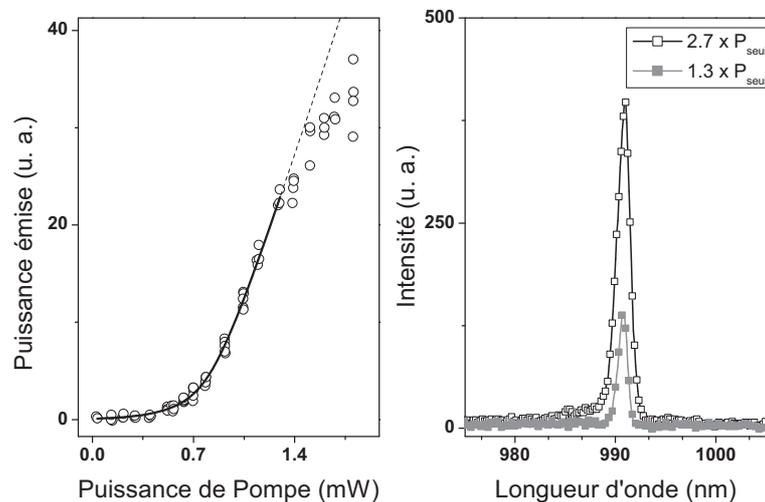


Figure II-35: Caractéristiques d'un laser ayant un paramètre de maille a de 304 nm et une déformation α de 0.98

Pour les deux familles de lasers, nous analysons ensuite l'évolution de la longueur d'onde émise en fonction de la déformation. Sur la Figure II-36, sont reportées les longueurs d'onde des pics d'émission DFB correspondant au mode fondamental pour chaque laser.

La différence de la longueur d'onde d'émission entre des lasers de paramètre de maille 304 et 306 nm ayant une déformation identique est de l'ordre de 5 nm. On retrouve ainsi les résultats obtenus lors de l'analyse expérimentale précédente (III.3).

La longueur d'onde d'émission des lasers varie linéairement en fonction de la déformation, pour une famille de laser considérée. La pente de la droite, qui caractérise la sensibilité de la longueur d'onde en fonction de la déformation affine, est égale à 0.024 et 0.021 respectivement pour les lasers dont le paramètre de maille a est égal à 306 nm et 304 nm. Cette sensibilité s'avère être extrêmement faible et est inférieure à la valeur attendue. En effet, une sensibilité théorique de 0.051 avait été déterminée par simulation FDTD 2D. Lorsque le paramètre de maille varie de 10 nm, la longueur d'onde d'émission varie expérimentalement de moins de 0.3 nm. Cette sensibilité autorise un contrôle sub-nanométrique de la longueur d'onde par variation de la maille.

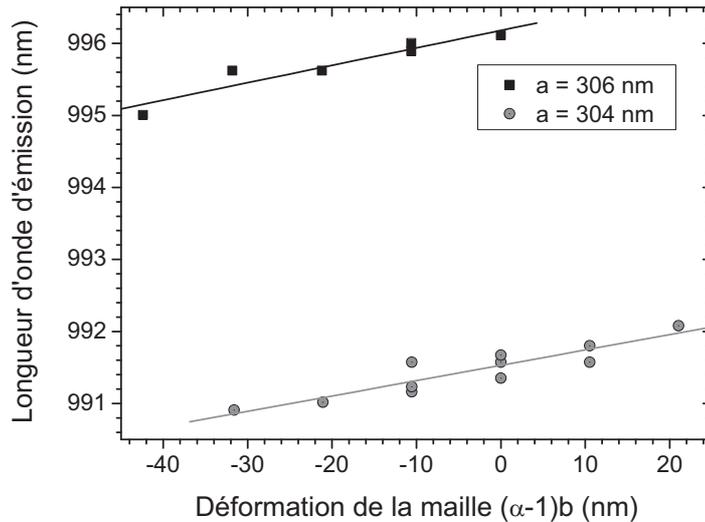


Figure II-36: Evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la déformation pour deux familles de lasers

Néanmoins, on remarque sur la Figure II-36, que des longueurs d'ondes différentes peuvent être obtenues pour des lasers ayant la même déformation et le même paramètre de maille. On mesure une dispersion de l'ordre de 0.3 nm de lasers à lasers. Cette dispersion est du même ordre de grandeur que le contrôle de la longueur d'onde introduite par la déformation affine.

L'étude qui suit porte sur l'analyse de la différence de pente observée entre l'étude théorique et l'étude expérimentale.

L'étude théorique a considéré une structure parfaite, avec une valeur nominale de rayon des trous $r = 0.262a$. Nous avons alors négligé les imperfections dues à la fabrication et notamment les effets de proximité. Afin de prendre en compte ces défauts dans les simulations FDTD 2D, nous avons mesuré le diamètre réel des trous des trois rangées les plus proches du guide à l'aide de photos prises au microscope MEB, pour cinq déformations différentes ($\alpha=0.9, 0.94, 1.0, 1.06$ et 1.1). Il est important de noter que les effets de proximité dépendent de la déformation. En appliquant la déformation affine sur la maille rectangulaire, on modifie l'espacement entre deux rangées de trous successives dans la direction transverse à la propagation, ce qui a pour conséquence de modifier les effets de proximité par rapport à une maille non déformée.

Pour les trois premières rangées de trous, nous déterminons une loi reliant le rayon de la rangée considérée, en fonction du rayon nominal et de la déformation. Ces lois sont intégrées dans le dessin de la cavité, lors du calcul FDTD 2D et la sensibilité théorique de la longueur d'onde d'émission est recalculée. Nous obtenons alors une sensibilité $\Delta\lambda/\Delta b$ de 0.044. Cette valeur est plus faible que celle obtenue précédemment pour une structure idéale ($\Delta\lambda/\Delta b=0.053$), en ignorant les effets de proximité.

Toutefois, cette valeur théorique reste encore supérieure à la valeur expérimentale. Afin d'expliquer la différence entre ces deux valeurs, nous avons mis en cause la valeur de l'indice effectif, fixée à 3.28 dans les simulations FDTD 2D. Jusqu'alors, nous avons supposé que cet indice effectif est constant et indépendant de la longueur d'onde. En tenant compte de la dispersion de l'indice du GaAs en fonction de la longueur d'onde autour des longueurs d'onde d'émission de nos lasers, on peut déterminer la dépendance de l'indice effectif sur une plage de longueurs d'onde donnée.

En considérant à la fois la dépendance de l'indice effectif à la longueur d'onde et les défauts structuraux du cristal photonique, nous déterminons une sensibilité $\Delta\lambda/\Delta b$ de 0.035. Cette valeur est proche de la valeur expérimentale, mais reste encore supérieure.

Malgré l'amélioration des paramètres de simulation, nous n'arrivons pas à expliquer la différence de valeur obtenue entre les sensibilités théorique et expérimentale. Cela peut signifier que le modèle est insuffisant. En particulier, dans tous les calculs FDTD, nous avons simulé un guide W3TK infini, en imposant des conditions aux limites périodiques placées aux bornes du domaine de calcul : les effets liés à la réinjection aux facettes ont ainsi été ignorés.

b Analyse de l'émission sur le mode latéral 1

Pour les deux familles de laser, on observe l'apparition du mode latéral d'ordre 1 pour des déformations α supérieures à 1. Pour les lasers de paramètre de maille $a=306$ nm, nous observons une émission DFB monomode autour de 970 nm sur le mode latéral d'ordre 1, pour des déformations comprises entre 1.04 et 1.1.

Pour les lasers de paramètre de maille $a=304$ nm, nous observons deux types d'émission : soit une émission DFB bimode, sur le mode fondamental et le mode latéral 1 pour des déformations comprises entre 1.02 et 1.06, soit une émission DFB monomode sur le mode latéral 1 pour une déformation de 1.08. La Figure II-37 représente le spectre d'un laser multimode, qui a un paramètre de maille a de 304 nm et une déformation α de 1.06.

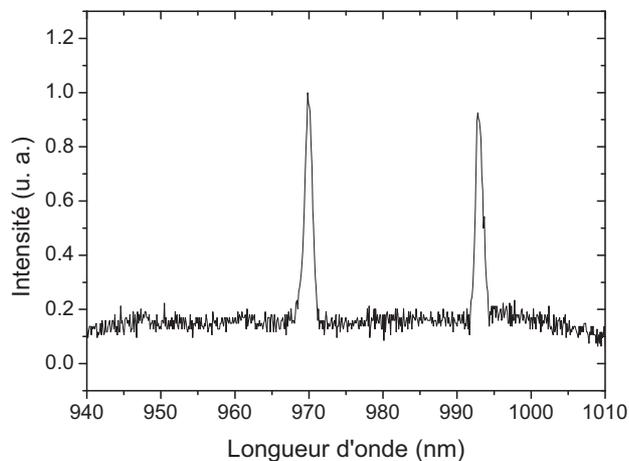


Figure II-37: Spectre d'un laser W3TK ayant une déformation α de 1.06 et un paramètre de maille a de 304 nm

Afin de comprendre l'origine de l'émission du mode latéral 1, nous avons mené une étude plus précise à partir de simulations FDTD 3D. Les paramètres de simulation correspondant à une membrane de GaAs d'indice $n=3.49$, de 280 nm d'épaisseur, avec des trous de rayon fixé à $r/a=0.262$ ont été retenus, sans tenir compte des effets de proximité.

Comparé à une simulation bidimensionnelle où seules les pertes latérales sont considérées, un calcul sur un domaine tridimensionnel permet de prendre en compte les pertes dans la direction verticale. Compte tenu du temps de calcul et afin de minimiser le nombre de simulations, nous adoptons pour les calculs FDTD 3D une autre stratégie que celle déjà utilisée. La source et le détecteur sont placés entre les maxima d'amplitude du champ des deux modes dégénérés, de façon à obtenir les fréquences réduites et les facteurs de qualité de ces deux modes en même

temps. Le nombre de calculs est alors divisé par deux, par rapport à la méthode précédente. Cependant, on ne peut pas discriminer les modes dégénérés par leurs répartitions spatiales. C'est pourquoi, dans ce cas, on adoptera une nouvelle nomenclature. Le mode dégénéré de plus basse fréquence sera noté 1 tandis que le mode de plus haute fréquence sera noté 2.

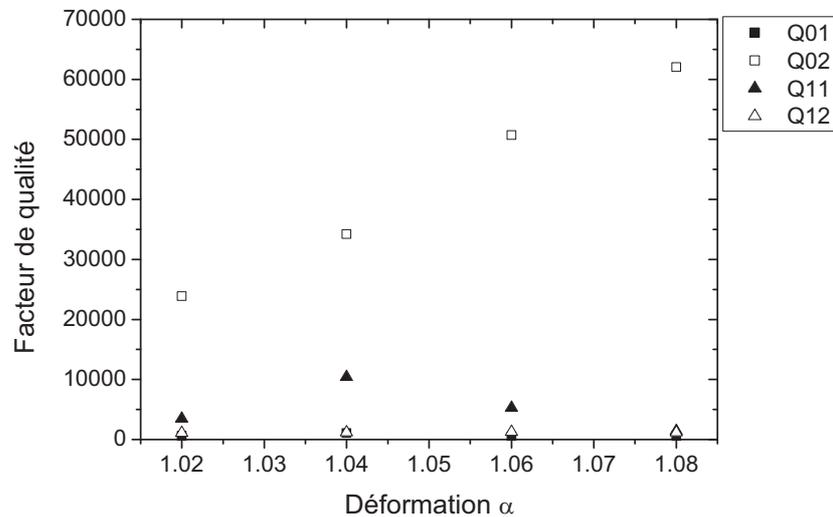


Figure II-38: Evolution des facteurs de qualité des deux modes dégénérés du mode fondamental et du mode latéral 1 en fonction de la déformation α

Les facteurs de qualité des modes dégénérés du mode fondamental et du mode latéral 1 sont calculés pour des déformations α variant de 1.02 à 1.08. Le facteur de qualité du mode fondamental de plus basse fréquence est noté Q_{01} et celui de plus haute fréquence Q_{02} . De même, le facteur de qualité du mode latéral 1 de plus basse fréquence est noté Q_{11} et celui de plus haute fréquence Q_{12} . Les facteurs de qualité de ces modes sont reportés sur la Figure II-38. Les facteurs de qualité des deux dégénérescences du mode latéral 1 sont toujours inférieurs à celui du mode noté 02. Pour des déformations α de 1.06 et 1.08, il y a plus d'un ordre de grandeur de différence entre ces facteurs de qualité. On pourrait ainsi s'attendre à une émission monomode sur le mode fondamental. Or, expérimentalement, on observe une émission prépondérante sur le mode latéral 1 pour ces déformations. La comparaison des facteurs de qualité du mode fondamental et du mode latéral 1 ne permet pas d'expliquer ce comportement pour de telles déformations. Par contre, la déformation du cristal induit un déplacement des modes qui peut favoriser l'émission sur le mode latéral 1 plutôt que sur le fondamental, en fonction de leurs positions relatives dans le spectre de gain.

IV.2.4 Conclusion sur le contrôle de la longueur d'onde d'émission par déformation affine

La méthode de déformation rectangulaire de la maille est une méthode originale d'ingénierie du guide W3ΓK, permettant le contrôle de la longueur d'onde d'émission entre deux lasers à cristaux photoniques sur une même barrette. Ce principe est particulièrement intéressant pour la réalisation de réseaux de lasers monomodes faiblement espacés en longueur d'onde. Un contrôle

fin de la longueur d'onde du mode fondamental a été obtenu, pour les pas de 304 et 306 nm, sur une plage de déformation comprise entre 0.92 et 1.

Toutefois, pour des déformations α supérieures à 1, nous avons observé l'apparition du mode latéral 1 sur les spectres. Une analyse FDTD 3D des facteurs de qualité du mode fondamental et du mode latéral 1 n'a pas permis de déterminer l'origine de l'émission du mode latéral 1. Le critère de sélectivité modale s'appuyant sur les facteurs de qualité des modes guidés n'est pas suffisant dans ce cas. Cela suggère qu'il y a d'autres effets qui influencent le comportement modal du laser à cristal photonique. Une des hypothèses retenues est l'impact des effets de réinjection aux facettes, qui ont été négligés dans l'approche théorique précédente.

Cependant, en l'absence d'un outil de modélisation adéquat, nous effectuons une étude expérimentale plus approfondie pour analyser l'impact des miroirs de fin de cavité sur le comportement modal des lasers déformés.

V IMPACT DES MIROIRS DE FIN DE CAVITE SUR LA SELECTIVITE MODALE DES LASERS W3ΓK DEFORMES

V.1 Conception des miroirs de fin de cavité

Nous étudions l'impact des miroirs de fin de cavité sur le comportement modal des lasers déformés. Nous définissons deux nouvelles architectures de cavité, pour lesquelles nous allons modifier la géométrie des miroirs par rapport à l'architecture A1. En effet, dans l'architecture A1, les miroirs de fin de cavité étaient constitués de miroirs gravés dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation du guide d'onde et situés à trois périodes de la fin de celui-ci (Figure II-31).

La modification de la géométrie des miroirs de fin de cavité s'effectue de deux façons :

- D'une part, nous modifions la terminaison du guide à cristal photonique pour minimiser la réinjection à l'interface entre la fin du guide et le semiconducteur, en biseautant le cristal photonique d'un angle de 30° . Cette modification est réalisée pour les deux terminaisons du guide, en supprimant les trous d'air lors de l'étape de lithographie électronique. Ce biseau est réalisé de manière symétrique par rapport au centre du guide. Cette modification sera effectuée pour toutes les structures.
- D'autre part, nous modifions la géométrie des miroirs arrière gravés par rotation de leurs faces d'un angle de 7° par rapport à la normale.

Dans la première architecture, le miroir avant reste perpendiculaire à la propagation du guide, tandis que le miroir arrière est désorienté d'un angle de 7° comme décrit précédemment. Le schéma de cette configuration est représenté Figure II-39-a. Cette architecture sera notée A2_D.

Dans la seconde architecture, les deux miroirs gravés sont désorientés d'un angle de 7° avec la normale. Cette configuration, notée A2_T, est schématisée Figure II-39-b.

Pour chaque architecture, quel que soit le type de miroir gravé, droit ou désorienté, la distance entre la rangée de trous la plus proche du miroir gravé (située dans la pointe du biseau) et ces miroirs est fixée à trois périodes du cristal photonique.

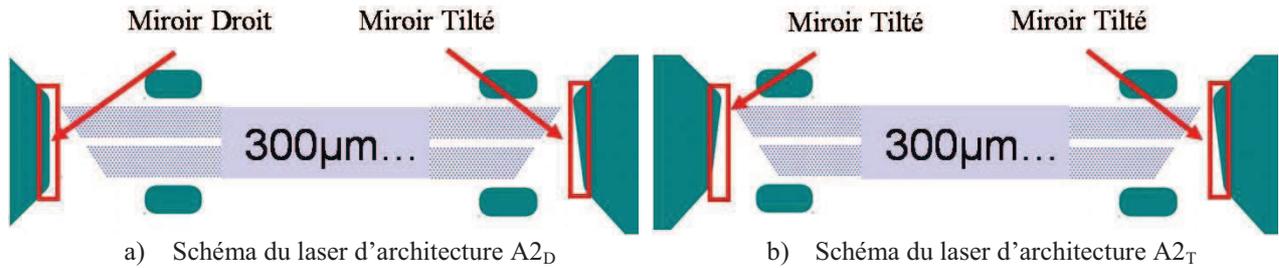


Figure II-39

V.2 Résultats expérimentaux

L'impact des miroirs de fin de cavité est étudié dans le cas particulier de l'émission sur le mode fondamental. Cette étude est effectuée à partir du quatrième lot comportant 15 lasers de paramètre de maille $a=304$ nm. A partir des études précédentes, la déformation est limitée à la gamme $0.86 < \alpha < 1$ afin d'éviter l'émission sur le mode latéral 1.

V.2.1 Résultats et analyse du comportement spectral des lasers déformés définis suivant l'architecture A2_D

Pour cette architecture, nous avons réalisé trois barrettes de lasers identiques. Pour chaque laser, nous reportons sur le même graphique, la ou les longueurs d'onde d'émission, correspondant aux modes DFB observés. Sur chaque barrette, une déformation est représentée par un seul laser. Les résultats des trois barrettes sont présentés Figure II-40.

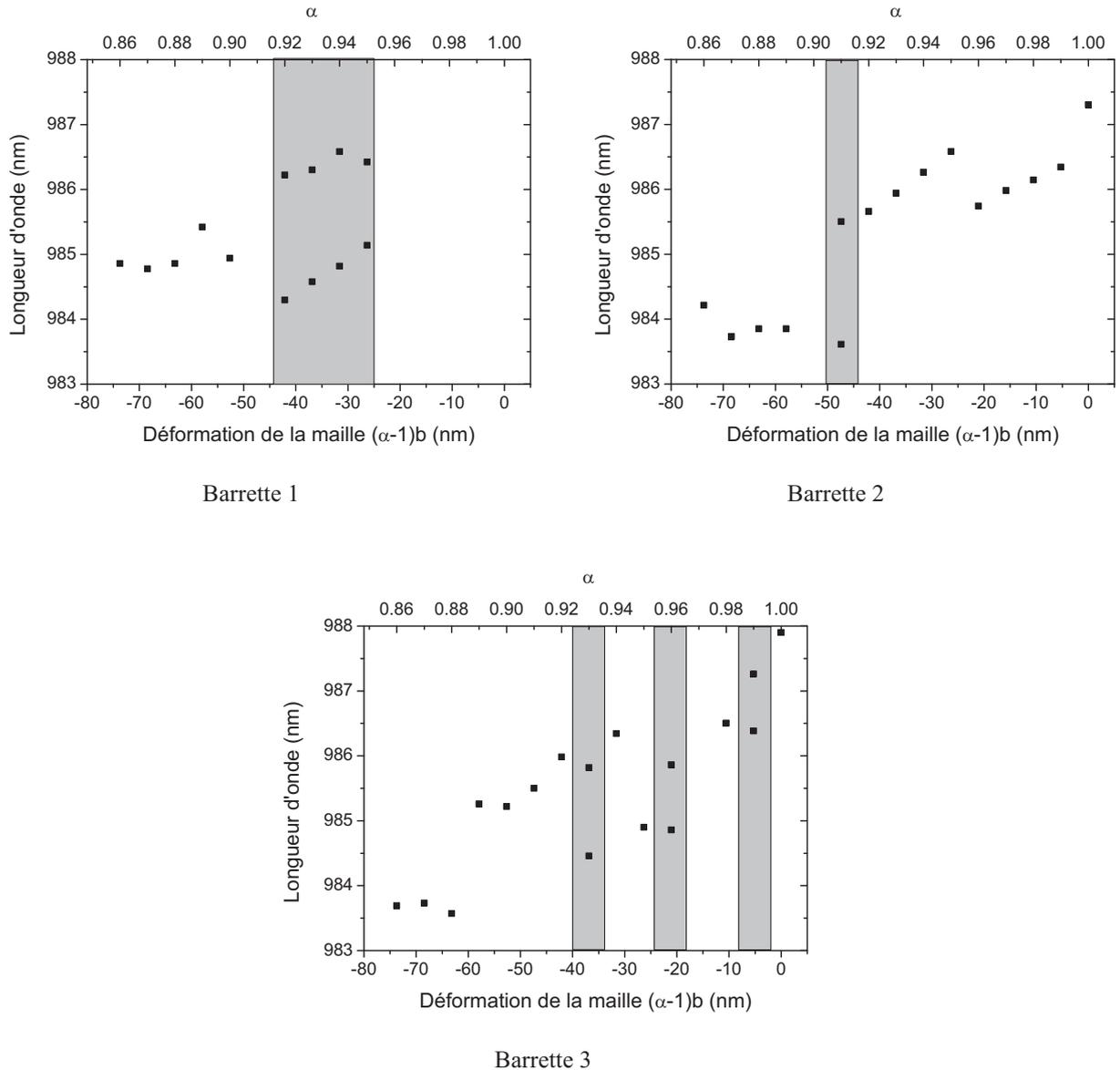


Figure II-40 : Longueurs d'onde d'émission des modes DFB pour trois barrettes d'architecture $A2_D$

Sur la Figure II-40, on observe tout d'abord que la longueur d'onde d'émission moyenne des lasers pour les trois barrettes se situe aux alentours de 985nm. Cette valeur confirme que l'on observe uniquement l'émission du mode fondamental, le mode latéral se situant plutôt autour de 965nm pour ces déformations.

Nous avons constaté par des observations au MEB, que le rayon des trous avait évolué par rapport au début de nos travaux. Un rayon nominal de $r=0.28a$ a été mesuré. Au début de nos travaux, nous avons calibré le rayon des trous à une valeur de $r=0.262a$ en ajustant la dose d'électrons. Cependant, cette dose nominale a augmenté au cours du temps, en raison d'une dérive de la pointe du canon à électrons, ce qui a provoqué l'augmentation du rayon des trous. Cette augmentation peut être à l'origine de la diminution de la longueur d'onde émise.

Pour chaque barrette, la Figure II-40 indique deux régimes de fonctionnement : un fonctionnement bimode, représenté par les parties grisées sur les graphiques, et un fonctionnement monomode.

Le régime de fonctionnement bimode apparaît sur la barrette 1 pour une plage de déformations comprise entre 0.92 et 0.95. En revanche, seul un laser de la barrette 2 (de déformation 0.91) et trois lasers de la barrette 3 (de déformations 0.93, 0.96 et 0.99) ont une émission bimode.

Un exemple d'émission bimode d'un laser de la barrette 1 ayant une déformation α de 0.95 est représenté Figure II-41. Sur cette figure, sont représentés le spectre pour une puissance de pompe de 1.3 mW, la puissance émise en fonction de la puissance de pompe $P_e(P_p)$, et le spectre en fonction de la puissance de pompe.

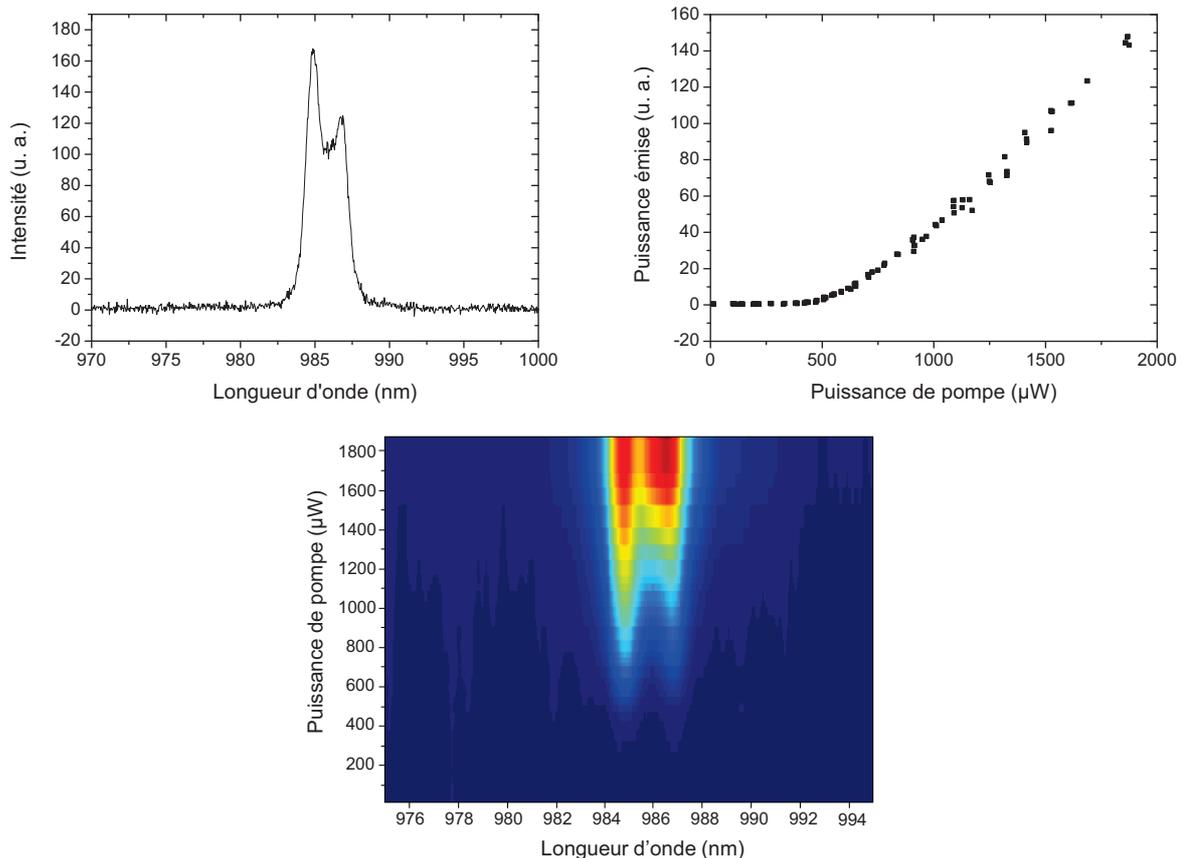
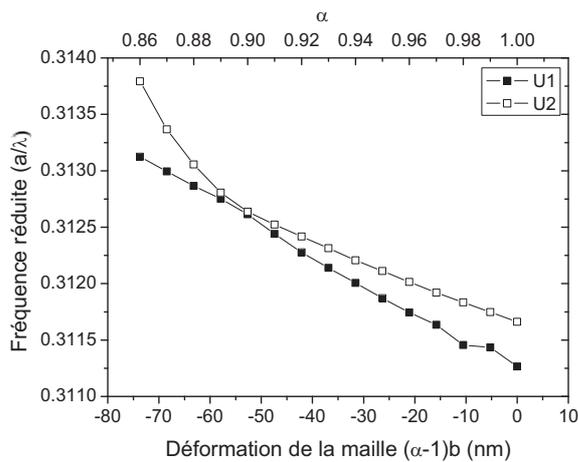


Figure II-41: Caractéristiques du laser W3ГK d'architecture A2_D ayant une déformation α de 0.95

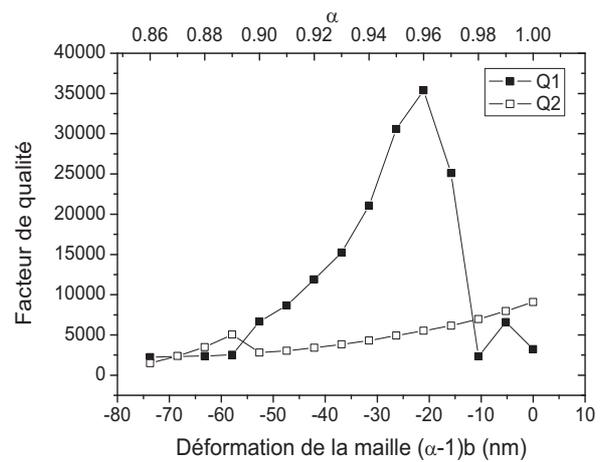
Le spectre présente deux pics espacés de 2 nm. Ces deux pics pourraient correspondre aux deux dégénérescences du mode fondamental. En effet, cet espacement est voisin de celui qui avait été déterminé lors des calculs FDTD 2D réalisés pour l'étude de l'impact de la déformation sur les fréquences réduites des deux modes dégénérés du mode fondamental.

En régime de fonctionnement monomode, les longueurs d'onde d'émission des lasers se répartissent aléatoirement sur deux droites espacées verticalement de 2 nm. Cette répartition aléatoire semble indiquer que l'émission se distribue entre les deux modes dégénérés.

Pour valider cette hypothèse, nous analysons plus finement le comportement du mode fondamental par des calculs FDTD 3D. Pour ces calculs, nous réajustons la valeur du rayon des trous à $0.28a$, correspondant à la valeur mesurée lors des observations MEB. De plus, nous ignorons l'impact des effets de proximité sur les diamètres des trous des rangées proches du guide. Pour ces simulations, la source et le détecteur sont placés de manière à exciter et à détecter simultanément les deux modes dégénérés du mode fondamental. On rappelle que l'on note mode 1, le mode de plus basse fréquence, et mode 2, le mode de plus haute fréquence.



a) Evolution de la fréquence réduite en fonction de la déformation pour les deux modes dégénérés



b) Evolution du facteur de qualité en fonction de la déformation pour les deux modes dégénérés

Figure II-42

Les évolutions de la fréquence réduite et du facteur de qualité sont représentées respectivement Figure II-42-a et Figure II-42-b.

Le facteur de qualité du mode 1 est supérieur au facteur de qualité du mode 2 pour des déformations comprises entre 0.9 et 0.97, avec un maximum pour une déformation $\alpha=0.96$ où Q_1 est égal à 35000 et Q_2 à 5500. En comparant les coefficients de qualité des deux modes dégénérés, on pourrait s'attendre à ce que les lasers aient une émission monomode, en discriminant les deux modes dégénérés par les pertes. Or, ce régime de fonctionnement monomode n'a pas été observé expérimentalement.

On ne peut donc pas prédire totalement le comportement modal de l'émission par une simple comparaison des facteurs de qualité des deux modes dégénérés. La sélectivité modale doit faire intervenir d'autres mécanismes.

En conclusion, nous avons mis en évidence expérimentalement un comportement modal aléatoire pour cette architecture de cavité que nous n'avons pas pu expliquer. Le critère de sélection modale basé sur la comparaison des facteurs de qualité des deux modes dégénérés ne suffit pas à expliquer ces deux régimes de fonctionnement.

V.2.2 Résultats et analyse du comportement spectral des lasers déformés définis suivant l'architecture A2_T

Nous avons réalisé deux barrettes de lasers définis suivant l'architecture A2_T. Les longueurs d'onde d'émission DFB sont reportées sur les graphiques de la Figure II-43 pour les deux barrettes.

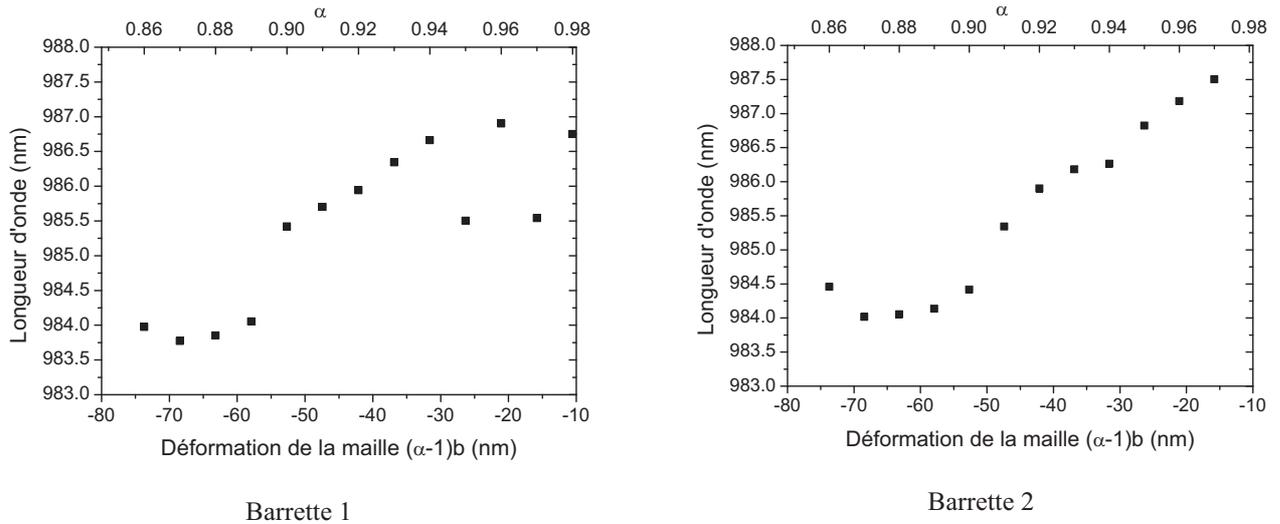


Figure II-43 : Evolution du comportement spectral des lasers d'architecture $A2_T$ en fonction de la déformation rectangulaire de la maille

Le comportement modal des lasers est différent de celui obtenu pour l'architecture $A2_D$. En effet, tous les lasers présentent une émission DFB monomode. On constate néanmoins des sauts de modes entre les deux modes longitudinaux dans le cas de la barrette 1. Comme précédemment, nous ne pouvons pas expliquer ces sauts de mode par les valeurs relatives des facteurs de qualité des modes dégénérés. Si on fait abstraction des sauts de modes, l'utilisation de la déformation permet d'ajuster la longueur d'onde à 0.3 nm près, ce qui correspond à une sensibilité $\Delta\lambda/\Delta b$ de 0.059. Cette valeur de sensibilité est supérieure à celle obtenue expérimentalement pour l'architecture de cavité A1 ($\Delta\lambda/\Delta b=0.025$) et à la valeur théorique calculée par FDTD 2D ($\Delta\lambda/\Delta b=0.035$).

V.2.3 Conclusion sur l'influence des miroirs de fin de cavité sur le spectre d'émission des lasers DFB déformés

L'objectif de cette étude était de déterminer l'impact des effets de réinjection aux miroirs de fin de cavité des lasers. A cet effet, nous avons réalisé expérimentalement deux types de laser, dont la géométrie des miroirs de fin de cavité est différente.

La réinjection dans le guide est modifiée par la rotation des miroirs gravés. Nous obtenons un comportement modal différent entre les architectures $A2_D$ et $A2_T$. Dans le premier cas, les lasers DFB ont un comportement aléatoire : l'émission DFB est soit monomode, soit bimode longitudinale. Dans le second cas, les lasers DFB ont un spectre d'émission exclusivement monomode. Cependant, on observe des sauts de mode entre les deux modes dégénérés. Pour les deux types d'architectures, l'émission monomode s'effectue soit sur un mode dégénéré, soit sur l'autre.

Nous avons tenté d'expliquer ces résultats par des calculs FDTD 3D. Les calculs montrent qu'un des modes dégénérés peut présenter, pour certaines valeurs de déformation, un facteur de qualité qui pourrait favoriser son émission par rapport à l'autre mode dégénéré. Cependant, ce n'est pas vérifié expérimentalement. L'écart entre les facteurs de qualité des deux modes dégénérés s'avère trop faible pour permettre une discrimination de ces modes par leurs pertes.

En conclusion, la comparaison entre les deux architectures met en évidence la supériorité de l'architecture $A2_T$ par rapport à l'architecture $A2_D$, pour minimiser les effets de réinjection.

Malgré une émission aléatoire entre les deux modes dégénérés, les lasers $A2_T$ présentent systématiquement une émission monomode, quelle que soit la déformation de la maille.

VI OPTIMISATION DU FACTEUR DE QUALITE POUR LES GUIDES W3ΓK

VI.1 Ingénierie de la maille en vue de l'optimisation du facteur de qualité du mode fondamental

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier une nouvelle ingénierie de la maille, permettant d'augmenter drastiquement le facteur de qualité d'un des deux modes dégénérés, et de favoriser ainsi la sélectivité modale du guide.

VI.1.1 Effet de la largeur du guide

Dans un premier temps, nous nous proposons d'étudier l'impact de la modification de la largeur du guide. Cette approche a déjà été utilisée dans les travaux de Sugitatsu et al [6]. Ces travaux ont montré l'impact de la variation de la largeur du guide sur la fréquence réduite du mode fondamental au premier repliement dans le cas d'un guide W1ΓK. Toutefois, ils ne mentionnent rien sur l'évolution du facteur de qualité de ce mode en fonction de cette déformation. Par une approche similaire, nous étudions l'influence de la largeur du guide sur les facteurs de qualité des modes dégénérés du mode fondamental au second point de repliement. Nous réalisons alors des simulations FDTD 3D des guides W3ΓK en mettant à l'échelle la largeur du guide, de valeur nominale $w_{\text{guide}}=2\sqrt{3}a$, par un coefficient noté β (Figure II-44). La variation de la largeur du guide peut être caractérisée par une « déformation » $\Delta w=(\beta - 1)w$.

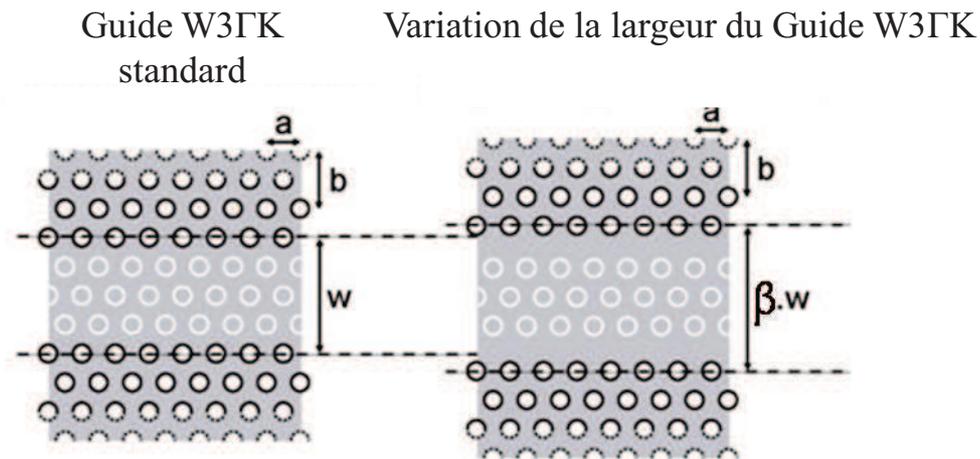
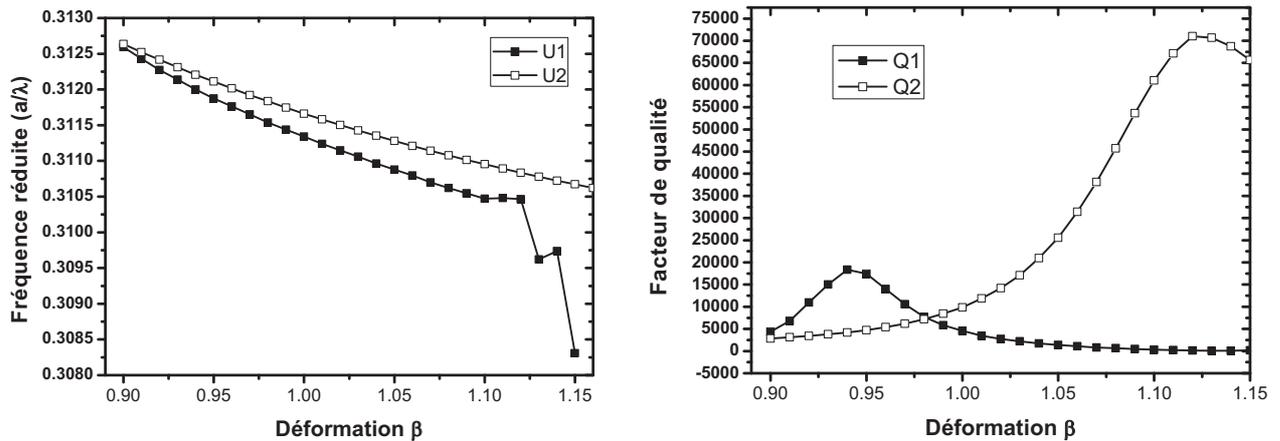


Figure II-44: Variation de la largeur du guide par un coefficient β

Les calculs FDTD 3D sont réalisés sur une membrane de GaAs de 280 nm d'épaisseur, d'indice $n=3.49$. Dans ces calculs, nous ferons varier le coefficient β de 0.9 à 1.2 par pas de 0.01.



a) Evolution de la fréquence réduite en fonction de la largeur du guide W3ΓK

b) Evolution du facteur de qualité en fonction de la largeur du guide W3ΓK

Figure II-45

Les évolutions de la fréquence réduite et du facteur de qualité des modes dégénérés sont représentées en fonction de la déformation β , respectivement Figure II-45-a et Figure II-45-b. La fréquence réduite des deux modes dégénérés diminue linéairement avec l'augmentation du coefficient β . On en déduit une sensibilité de la longueur d'onde en fonction de la déformation du guide $\Delta\lambda/\Delta w=0.059$. Ainsi une variation de 10 nm de la largeur du guide engendre une variation de la longueur d'onde d'émission de 0.59 nm. Cette valeur est supérieure à celle obtenue à partir de la déformation affine de la maille.

Les facteurs de qualité des deux modes DFB se situent toujours entre 10^3 et 10^4 . Une valeur maximale de 71000 est atteinte pour le facteur de qualité Q_2 , pour un coefficient β égal à 1.12. De plus, la différence entre les valeurs de Q_1 et Q_2 atteint au maximum un ordre de grandeur pour des valeurs de β comprises entre 1.05 et 1.15.

Cette approche ne permet donc pas d'augmenter drastiquement le facteur de qualité des deux modes dégénérés. De plus, la faible différence entre leurs facteurs Q ne permet pas discriminer ces deux modes.

VI.1.2 Combinaison de la déformation rectangulaire de la maille et de la déformation de la largeur du guide

Les facteurs de qualité - calculés théoriquement pour des guides infinis - n'excèdent pas quelques 10^4 , malgré les deux types de déformation de la maille que nous venons d'étudier. Dans ce paragraphe, nous proposons de combiner ces deux approches en modifiant simultanément la largeur du guide et le paramètre de maille b . Ce nouveau type de déformation sera caractérisé par le couple (α, β) . La Figure II-46 récapitule les différents types de déformations de la maille utilisés dans nos travaux.

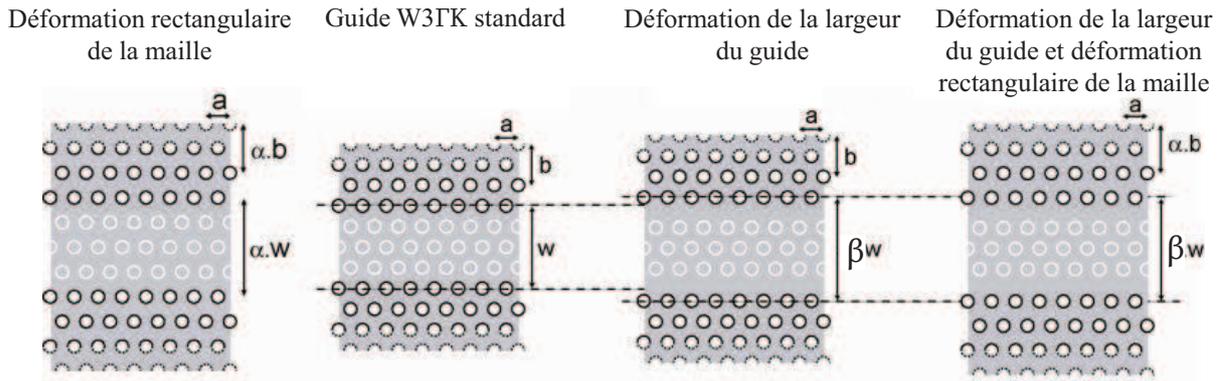


Figure II-46: Schéma récapitulatif des déformations de la maille du guide W3TK

Afin de déterminer l'impact de la combinaison de ces deux types de déformations, nous calculons par simulation FDTD 3D le facteur de qualité et la fréquence réduite des deux modes dégénérés, pour un couple (α, β) donné. Les paramètres de simulation sont les mêmes que ceux du paragraphe précédent. De plus, nous utilisons la même méthode pour calculer simultanément les caractéristiques des deux modes dégénérés.

Comme il existe un grand nombre de couples de déformations (α, β) possibles, nous limitons la gamme de déformations rectangulaires α à l'intervalle $[0.78 ; 1]$, et de même, nous limitons β à l'intervalle $[0.94 ; 1.12]$.

De plus, afin de déterminer le couple (α, β) optimisant le facteur de qualité, nous adoptons la méthodologie suivante : pour une déformation β donnée, nous calculons par FDTD 3D les fréquences réduites et les facteurs de qualité des modes dégénérés sur la gamme de déformation α . Par exemple, pour une valeur de β égale à 1.04, nous avons calculé les fréquences réduites et les facteurs de qualité des deux modes DFB sur la plage de déformation α considérée (Figure II-47-a et Figure II-47-b). On remarque que seul le mode de plus basse fréquence est sensible à la déformation α , pour la valeur de β fixée. La Figure II-47-b illustre les variations importantes de Q_1 qui atteint la valeur record de 10^6 pour le couple de déformations $(\alpha, \beta) = (0.83, 1.04)$. Au contraire, l'autre mode ne semble pas affecté par la double ingénierie de la maille et Q_2 stagne aux alentours de 2×10^4 . Par cette méthode, nous avons ainsi réussi à optimiser le facteur de qualité d'un seul des deux modes dégénérés pour un paramètre de déformation β égal à 1.04.

Ce type de déformation se caractérise par ailleurs par une faible variation de la fréquence réduite dans la plage de déformation α associée aux forts coefficients de qualité, $\Delta\lambda/\Delta b$ est de l'ordre de 0.004. Il s'ensuit que la déformation de la maille par le paramètre de déformation α ne sera pas une voie approchée pour ajuster la longueur d'onde d'émission, celle-ci étant fixée par la période a et le paramètre β .

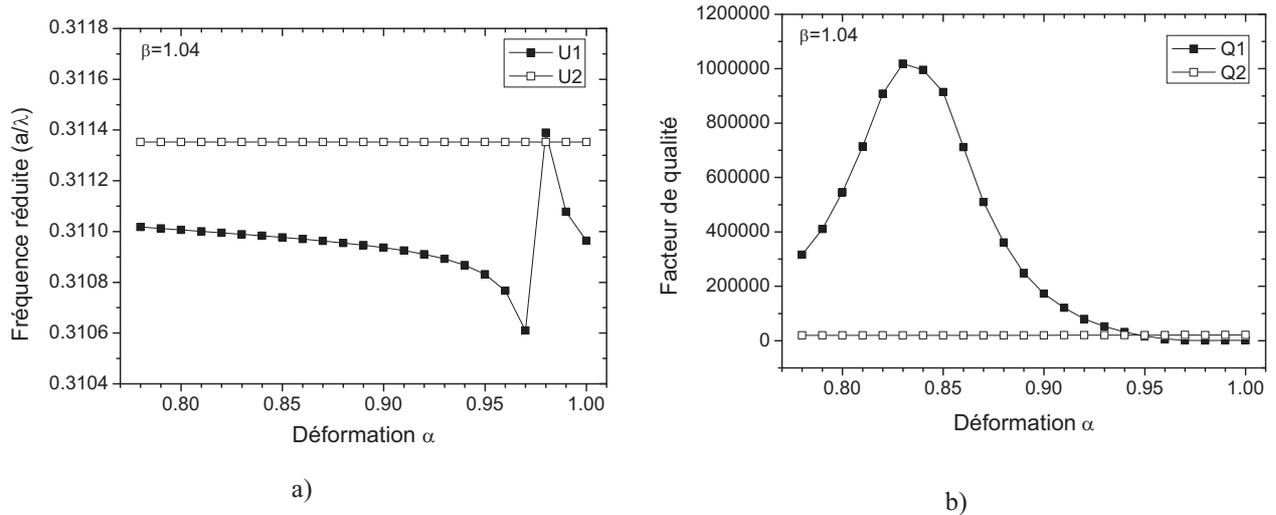


Figure II-47 : Evolution de la fréquence réduite (a) et du facteur de qualité (b) en fonction de la déformation α pour une déformation de la largeur du guide $\beta=1.04$

Puis, nous répétons cette étude sur la gamme de déformation β fixée au départ de l'étude. Pour chaque valeur de β , nous déterminons la déformation α optimisant le meilleur facteur de qualité des modes dégénérés. Pour cette valeur, nous relevons la fréquence réduite des deux modes dégénérés ainsi que leurs coefficients de qualité respectifs.

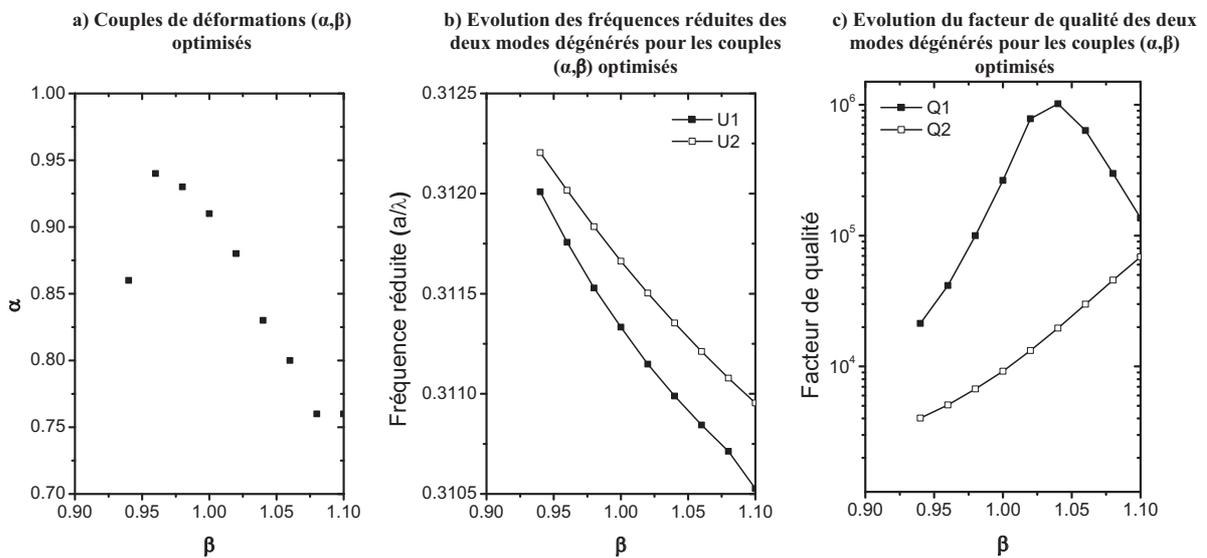


Figure II-48 : (a) Couples de déformations (α, β) optimisés, (b) Evolution des fréquences réduites des deux modes dégénérés pour les couples (α, β) optimisés, (c) Evolution du facteur de qualité des deux modes dégénérés pour les couples (α, β) optimisés

La Figure II-48 récapitule les résultats obtenus pour les couples de déformations (α, β) optimisés. Cette figure montre que le facteur de qualité atteint un maximum, d'une valeur de 10^6 , pour le couple $(\alpha, \beta) = (0.83, 1.04)$. En comparaison avec un guide d'onde W3TK standard non déformé, pour lequel le coefficient de qualité maximal obtenu est de l'ordre de 10^4 , ce facteur augmente de deux ordres de grandeur grâce à cette ingénierie de la maille. De plus, pour le couple de

déformations optimal, les facteurs de qualité des deux modes dégénérés diffèrent de deux ordres de grandeur environ. Ces conditions devraient favoriser la sélectivité modale.

En conclusion, par simulation FDTD 3D, nous avons démontré une méthode originale d'ingénierie de cavité permettant l'obtention de coefficients de qualité élevés ($Q \sim 10^6$) pour le guide W3ГK. Cet accroissement drastique du facteur de qualité concerne seulement un des deux modes dégénérés. Cette amélioration devrait permettre d'augmenter la sélectivité modale des cavités et favoriser l'émission monomode de ces structures. De plus, l'amélioration du facteur de qualité devrait améliorer les caractéristiques du laser telles que la puissance de seuil et le rendement.

VI.2 Etude expérimentale

L'objectif est de valider expérimentalement l'effet de la double déformation (α, β) sur le comportement spectral des lasers. Ces lasers que nous appellerons « lasers optimisés » ont fait l'objet de la réalisation d'un cinquième lot. Ce lot comporte deux types d'échantillons, chacun contenant différents types de structures.

- Sur le premier échantillon, noté I, nous réalisons à la fois des lasers optimisés et des lasers déformés d'architecture $A2_T$. L'objectif est de pouvoir mener une étude comparative entre les caractéristiques spectrales des lasers optimisés et des lasers déformés.
- Sur le second échantillon, noté II, nous étudions l'impact des effets de réinjection sur le comportement modal des lasers optimisés. A cet effet, nous comparerons le comportement modal des lasers optimisés dont les miroirs de fin de cavité sont soit dans la configuration $A2_T$, soit dans la configuration $A2_D$.

VI.2.1 Analyse des résultats expérimentaux de l'échantillon I

Sur cet échantillon, nous réalisons trois barrettes de 12 lasers. Une barrette contient 6 lasers déformés et 6 lasers optimisés. Pour chaque structure, le paramètre de maille est fixé à 304 nm. Pour minimiser les effets de la réinjection optique, les miroirs de fin de cavité sont définis suivant la configuration $A2_T$ pour toutes les structures. Pour les lasers optimisés, nous avons fixé β à 1.04 pour maximiser le coefficient de qualité. Nous détaillons dans le Tableau II-2, les six couples (α, β) utilisés pour la conception des lasers optimisés, et les 6 valeurs de α utilisées pour la conception des lasers déformés. Du fait de la répétition des barrettes, nous pourrions caractériser trois fois un laser ayant des caractéristiques géométriques identiques.

Valeurs de α pour les lasers déformés	Couples de valeurs (α, β) pour les lasers optimisés
0.90	(0.80, 1.04)
0.92	(0.82, 1.04)
0.94	(0.84, 1.04)
0.96	(0.86, 1.04)
0.98	(0.88, 1.04)
1.00	(0.90, 1.04)

Tableau II-2 : Paramètres de déformations

Tous les lasers optimisés présentent une émission monomode de type DFB, illustrée sur la Figure II-49 pour le couple de déformations (α, β) égal à $(0.84, 1.04)$.

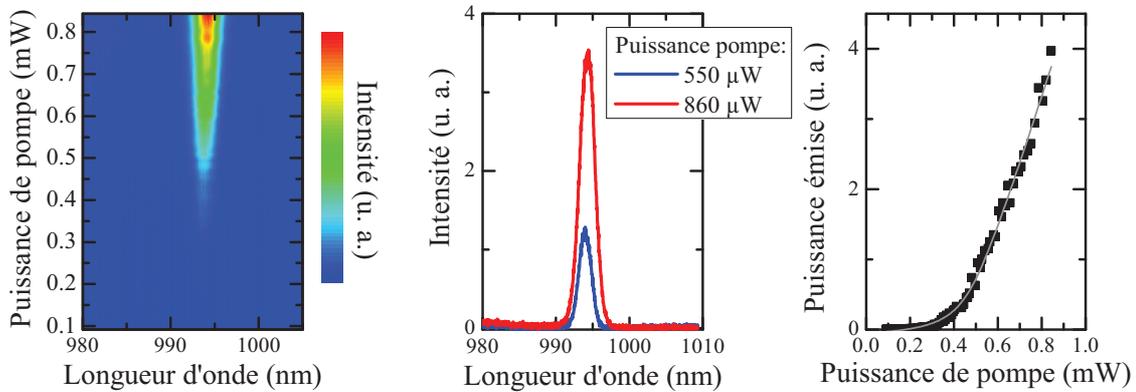


Figure II-49: Caractéristiques spectrales d'un laser optimisé pour un couple de déformations $(\alpha, \beta) = (0.84, 1.04)$

La Figure II-50 reporte les longueurs d'onde DFB des lasers optimisés. Pour chaque déformation, il y a trois points qui correspondent aux longueurs d'ondes d'émission des trois lasers identiques de chacune des barrettes. La variation de longueur d'onde entre deux lasers de déformations successives est très faible de l'ordre de 0.1-0.2 nm, plus faible que la dispersion de barrette à barrette. La longueur d'onde d'émission, centrée autour de 993 nm, indique avec certitude une émission sur le mode fondamental.

Contrairement au cas précédent, tous les lasers déformés ne présentent pas une émission monomode DFB. Les lasers ayant une déformation α de 0.9 présentent en effet une émission de type Fabry-Pérot, et un laser avec une déformation α de 0.94 possède une émission DFB bimode sur les deux modes dégénérés. Sur la Figure II-50, seules les longueurs d'onde correspondant aux pics d'émission DFB monomodes ont été également reportées. On retrouve des résultats similaires à ceux obtenus sur le même type de lasers avec une émission aléatoire sur l'un ou l'autre des modes dégénérés.

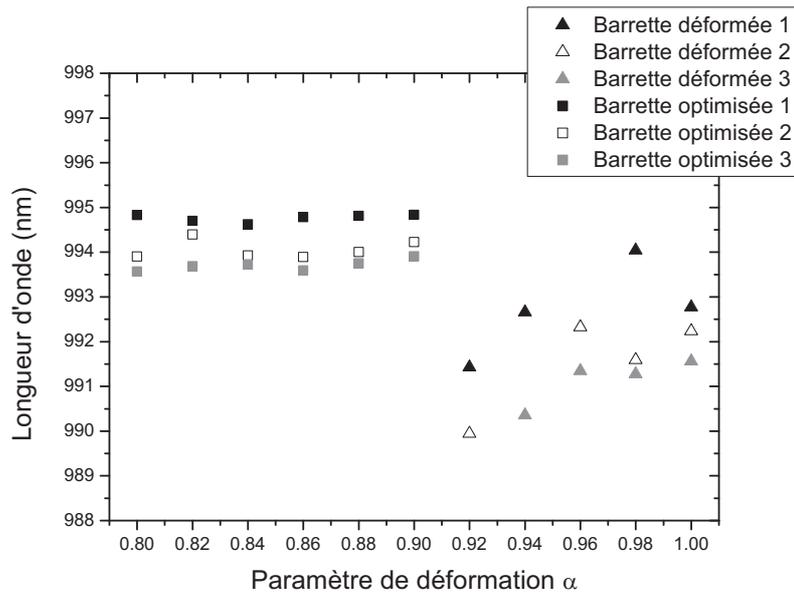


Figure II-50: Longueurs d'onde d'émission des lasers optimisés et déformés

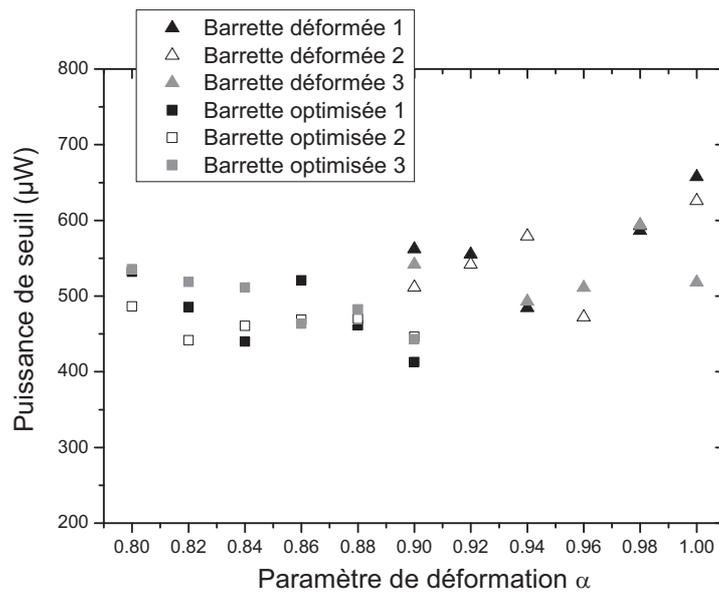


Figure II-51: Evolution de la puissance de pompe au seuil des lasers optimisés et déformés en fonction du paramètre de déformation α

Les puissances de la pompe au seuil laser sont reportées pour l'ensemble des lasers sur la Figure II-51. Elles se situent entre $400\mu\text{W}$ et $550\mu\text{W}$ pour des lasers optimisés et entre $450\mu\text{W}$ et $650\mu\text{W}$ pour des lasers déformés. En moyenne, les puissances au seuil des lasers optimisés sont légèrement inférieures à celles des lasers déformés.

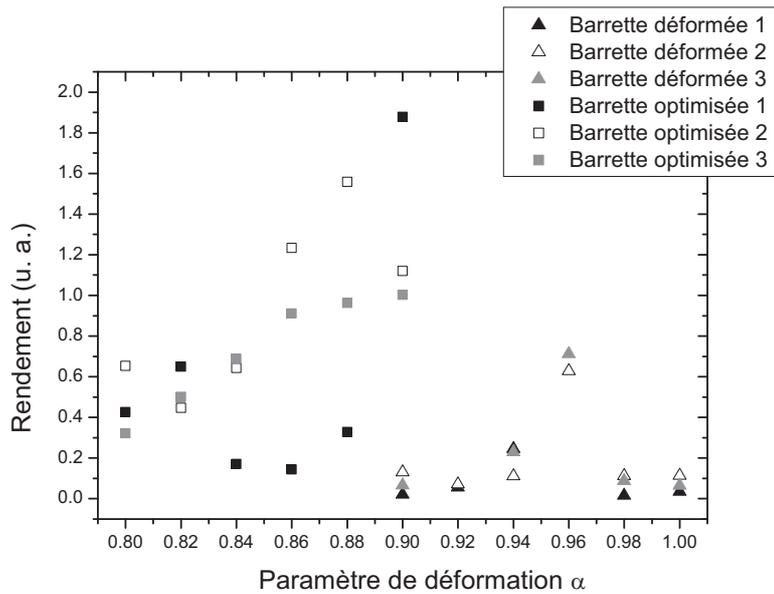


Figure II-52: Evolution du rendement des lasers optimisés et déformés en fonction du paramètre de déformation α

La Figure II-52 montre que les rendements obtenus pour les lasers optimisés sont globalement supérieurs aux rendements des lasers déformés.

En conclusion, l'optimisation du facteur de qualité par la double ingénierie de la déformation de la maille et de la largeur du guide permet l'obtention d'une émission DFB monomode stable avec un meilleur rendement.

VI.2.2 Analyse des résultats expérimentaux de l'échantillon II

Nous étudions l'impact des effets de réinjection à partir d'une barrette comportant 12 lasers optimisés, 6 d'architecture $A2_D$ et 6 d'architecture $A2_T$. Les couples de déformations (α, β) sont les mêmes que ceux décrits Tableau II-2 : β est fixé à 1.04, et α varie de 0.8 à 0.9 par pas de 0.02.

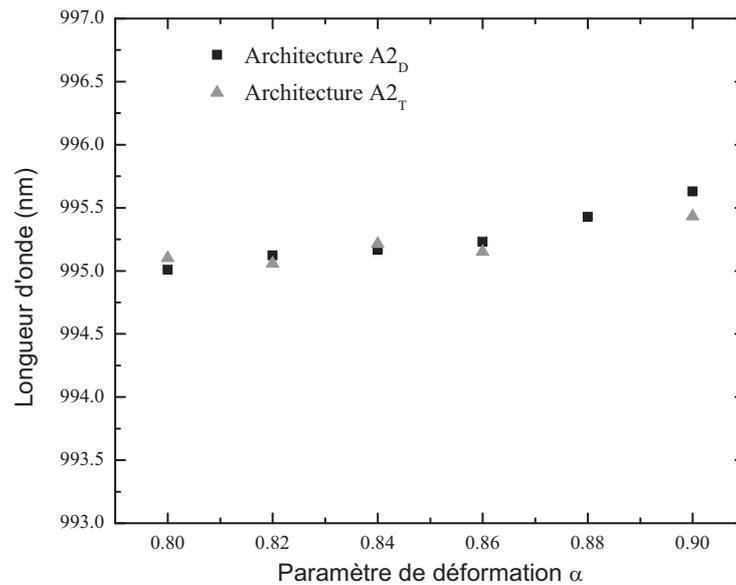


Figure II-53: Longueurs d'onde d'émission des lasers optimisés suivant la configuration des miroirs de fin de cavité

Tous les lasers, excepté le laser défectueux d'architecture A2_T de déformation α égale à 0.88, présentent une émission DFB monomode stable sur le mode fondamental.

Leurs longueurs d'onde d'émission sont reportées sur la Figure II-53. Elles sont pratiquement identiques pour chaque couple de déformation (α, β), quelle que soit l'architecture considérée, et aucun saut de mode n'est observé entre les deux modes dégénérés. Ainsi, la double ingénierie du cristal photonique a permis de s'affranchir des mécanismes de réinjection optique et de garantir une émission monomode stable sur le mode fondamental.

VII CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié le fonctionnement DFB de diodes laser à cristal photonique, émettant au voisinage d'un micron, dans l'objectif de développer des sources laser monomodes, grâce à une forte discrimination modale et une faible sensibilité aux effets de réinjection optique. En l'absence de différence conceptuelle entre l'approche sur membrane ou sur substrat au second point de repliement, l'étude a été focalisée sur des structures membranaires pour simplifier la mise en œuvre technologique.

A partir de la mise en place de procédés spécifiques de réalisation et de caractérisation de sources membranaires comportant des guides de type W3ΓK, nous avons analysé les résultats de caractérisation et mis en évidence des fonctionnements de type DFB au second point de repliement du mode fondamental pour des périodes de cristal photonique de 304 à 308 nm.

Nous avons appliqué le concept de déformation affine de la maille pour contrôler la longueur d'onde d'émission de manière précise. Nous avons obtenu des émissions monomodes sur le mode fondamental avec un espacement spectral entre chaque laser aussi faible que 0.3 nm. Elles sont très stables lors de la montée en puissance mais pas de façon systématique pour toutes les déformations réalisées, malgré la discrimination attendue par la différence de facteur de qualité entre les modes dégénérés. En modifiant les conditions de réinjection optique, nous avons mis en évidence des effets de phase au sein de ces cavités. Nous n'avons pas pu toutefois nous affranchir du caractère aléatoire de l'émission sur l'un ou l'autre des modes dégénérés.

Pour remédier à cette situation, nous avons proposé une ingénierie originale de la cavité qui combine la déformation précédente à une déformation de la largeur du guide. Une optimisation simultanée des paramètres des déformations a permis d'accroître la valeur du facteur de qualité d'un seul mode dégénéré. Expérimentalement, nous avons mis en évidence le bénéfice apporté par cette nouvelle approche. Nous avons obtenu des émissions monomodes stables sans sauts de modes avec une très faible dispersion des résultats pour des lasers identiques. Cette ingénierie a conduit à une augmentation globale du rendement avec une légère diminution de la densité de puissance au seuil. Nous avons montré que pour ces structures à très fort coefficient de qualité, les effets de réinjection optique deviennent négligeables, aucune modification du comportement n'ayant été observée.

Le tableau résume l'ensemble des résultats de l'étude.

Lot	Géométrie de la maille	Architecture	Résultats
1	Standard	A0	Identification du comportement DFB du mode fondamental et du mode latéral 1
2	Standard	A0	Détermination des périodes du cristal photonique pour une émission DFB sur le mode fondamental
3	Déformation rectangulaire	A1	Contrôle fin de la longueur d'onde d'émission du mode fondamental sur une gamme étroite de déformation Emission sur le mode fondamental et/ou sur le mode latéral 1
4	Déformation rectangulaire	A2 _D et A2 _T	Mise en évidence des effets de phase Emission sur le ou les modes dégénérés du mode fondamental
5	Déformation rectangulaire + Déformation de la largeur du guide	A2 _D et A2 _T	Optimisation du facteur de qualité Emission monomode Insensibilité aux effets de réinjection

Tableau II-3: Synthèse des résultats obtenus pour les différents lots de lasers

Au vu de ces résultats, la déformation n'apporte pas un réglage fin de la longueur d'onde d'émission. Par contre, elle permet d'assurer une émission monomode stable ainsi que la minimisation des effets de réinjection optique. Ces deux caractéristiques sont particulièrement intéressantes et rendent cette architecture supérieure à celle des DFB actuels.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai, and K. Inoue, "AlGaAs-based two-dimensional Photonic Crystal slab with defect waveguides for planar lightwave circuit applications," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, pp. 760-769, 2002.
- [2] 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 Technology*, vol. 22, pp. 149-157, 2007.
- [3] J. G. Goodberlet, J. T. Hastings, and H. I. Smith, "Performance of the Raith 150 electron-beam lithography system," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, pp. 2499-2506, 2001.
- [4] C. F. Carlström, R. van der Heijden, M. S. P. Andriessse, F. Karouta, R. W. van der Heijden, E. van der Drift, and H. W. M. Salemink, "Comparative study of Cl₂, Cl₂/O₂, and Cl₂/N₂ inductively coupled plasma processes for etching of high-aspect ratio photonic-crystal holes in InP," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 26, pp. 1675-1683, 2008.
- [5] X. Checoury, A. Chelnokov, and J. M. Lourtioz, "Fine structural ajustement of lasing wavelenghts in photonic crystal waveguide laser arrays," *Photonics and Nanostructures*, pp. 63-68, 2003.
- [6] A. Sugitatsu, T. Asano, and S. Noda, "Characterization of line-defect-waveguide lasers in two-dimensional photonic-crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 5395-5397, 2004.
- [7] A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump," *El. Lett.*, vol. 39, pp. 213-215, 2003.
- [8] O. Bouchard, "Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission." *Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse*, 2008.
- [9] O. Bouchard, A. Larrue, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, C. Pang, A. Bruyant, S. Blaize, G. Léronnel, P. Royer, F. Pommereau, F. Pointg, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, O. Drisse, E. Dérouin, and G. H. Duan, "Photonic crystal DFB laser array and fine emission wavelength," 14th European conference on integrated optics (ECIO), Eindhoven (Pays-Bas), 2008.

Chapitre III : Développement d'un procédé de gravure à fort rapport d'aspect pour la réalisation de cristaux photoniques dans la filière AlGaAs/GaAs

I INTRODUCTION

L'approche membranaire a permis l'obtention de sources lasers à cristaux photoniques monomodes. Cependant, l'utilisation pratique des structures membranaires reste limitée, car elle n'est pas compatible avec un pompage électrique. La solution la plus appropriée est le développement de cavités « massives », à l'image des cavités laser actuelles qui comportent sur le même substrat l'hétérostructure active et les contacts électriques nécessaires au pompage.

Nous nous plaçons dans la perspective d'une intégration photonique planaire d'un système photonique incluant la source laser, où le mode est propagé « horizontalement » dans le plan des couches, et guidé par l'empilement des couches qui constitue l'hétérostructure. L'approche la plus prometteuse consiste à définir des cavités planaires, entièrement délimitées par des cristaux photoniques à partir d'une surface plane. Cette approche permet l'intégration simultanée de plusieurs fonctions optiques utilisant en commun le guide de l'hétérostructure, mais elle impose de maîtriser la gravure des cristaux photoniques dans l'empilement vertical complet de la diode laser. La gravure des cristaux photoniques à fort rapport d'aspect dans la filière GaAlAs constitue à ce jour un verrou technologique majeur, que ce travail tente de lever.

Nous rappelons tout d'abord le contexte et l'état de l'art de la gravure à fort rapport d'aspect de motifs nanométriques dans la filière GaAs, ainsi que des généralités sur la mise en œuvre de la gravure sèche.

Puis nous présentons une stratégie de masquage compatible avec la gravure des cristaux photoniques dans les alliages AlGaAs. A partir des procédures rapportées dans la littérature, nous mettons en place une procédure de masquage mettant en séquence plusieurs masques dont les matériaux sont choisis en fonction de leur tenue à la gravure sèche et de leur aptitude à transférer les motifs photoniques sans dégradation.

La dernière partie du chapitre présente le développement d'un procédé de gravure à fort rapport d'aspect de motifs nanométriques, dans le cas d'une hétérostructure AlGaAs/GaAs. Nous proposons une procédure originale qui s'inspire du savoir faire de la gravure profonde du silicium, à partir d'une compréhension approfondie des mécanismes de gravure.

II CONTEXTE ET ETAT DE L'ART DE LA GRAVURE A FORT RAPPORT D'ASPECT DE CRISTAUX PHOTONIQUES 2D DANS LE SYSTEME ALGAAS/GAAS

II.1 Contexte du procédé de gravure profonde dans la filière GaAs

L'objectif de cette étude est de développer un procédé de gravure permettant la définition de structures à cristal photonique « massives » selon l'« approche substrat ». Dans cette approche, les cristaux photoniques doivent être gravés dans un guide d'onde vertical à faible contraste d'indice, constitué par l'empilement AlGaAs/GaAs des couches de la diode laser. Le faible contraste d'indice entre les couches engendre un étalement du mode guidé plus important que dans le cas d'une structure membranaire.

Prenons le cas d'un empilement classique de diode laser dans la filière GaAs émettant aux alentours de 980 nm. La structure est constituée d'un guide de 290 nm de GaAs contenant les puits quantiques d'InGaAs, entouré de deux couches de confinement d' $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ de 1.2 μm d'épaisseur de part et d'autre du guide, et d'une couche de contact en GaAs fortement dopée, de 350 nm d'épaisseur en surface. L'épaisseur totale de l'empilement est de l'ordre de 3 μm (Figure III-1).

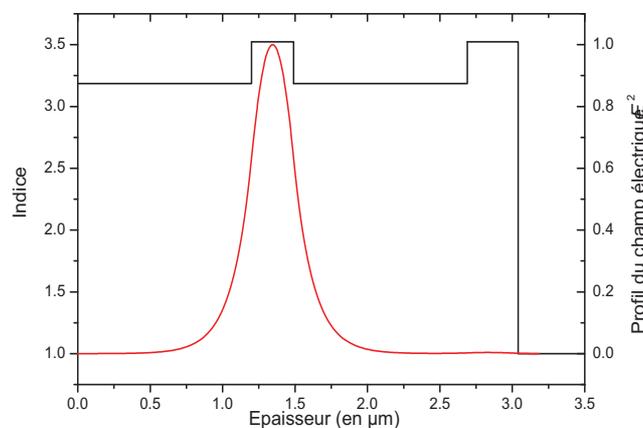


Figure III-1: Profil du champ du mode guidé dans l'hétérostructure $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{GaAs}$

Une étude [1] a démontré que les pertes dues à la profondeur finie des trous du cristal photonique dans l'hétérostructure semiconductrice sont en effet proportionnelles au recouvrement du mode guidé avec la gaine non gravée restante sous les trous du cristal photonique. Pour limiter les pertes, il est donc nécessaire de graver les trous très profondément, sur toute la profondeur de l'empilement, soit environ 3 μm .

Aux pertes extrinsèques dues à la profondeur finie des trous viennent s'ajouter les pertes dues à la forme des trous. En effet, le modèle précédent suppose que les trous sont parfaitement cylindriques. En raison des forts rapports d'aspects demandés, les trous sont rarement parfaitement cylindriques : les parois ne sont pas parfaitement verticales et le fond des trous se termine parfois par une structure conique. Tous ces défauts vont encore augmenter les

perdes du mode guidé [2]. Afin de limiter ces pertes, il est nécessaire de réaliser des gravures les plus parfaites possibles. Les trous réalisés doivent avoir la forme la plus cylindrique possible sur toute la profondeur, avec une très bonne qualité des flancs (faible rugosité). Ces exigences s'ajoutent à celle concernant la profondeur finie des trous.

II.2 Etat de l'art de la gravure des cristaux photoniques en GaAs

La gravure profonde de motifs sub-micrométriques dans la filière GaAs reste à ce jour un verrou technologique important. Peu de travaux dans la littérature traitent de cette problématique. Les structures mettant en jeu ce type de gravure sont les miroirs de Bragg ou les cristaux photoniques 2D.

II.2.1 Gravure des miroirs de Bragg dans la filière GaAs

Les miroirs de Bragg constitués par la gravure de fentes d'air dans le semiconducteur III-V sont des structures particulièrement intéressantes pour la définition de miroirs à fortes réflectivités suivant une large bande de longueur d'onde. La grande différence d'indice entre le matériau semiconducteur (~ 3.5) et l'air permet d'obtenir une grande réflectivité avec un faible nombre de fentes. Incorporés en fin de cavité d'un laser de type ruban émettant par la facette, ils permettent la réalisation de diodes laser plus compactes [3].

Néanmoins, de fortes contraintes reposent sur la fabrication de telles structures. En effet, les dimensions mises en jeu sont largement submicroniques. Par exemple, pour une longueur d'onde de 980 nm, des fentes de 120 nm de largeur répétées au pas de 520 nm environ doivent être gravées dans toute l'hétérostructure constituant la diode laser [3]. Ces miroirs de Bragg nécessitent donc des gravures de motifs sub-micrométriques à forts rapport d'aspect ($> 10 : 1$).

Les meilleurs résultats obtenus ont été réalisés par gravure ionique réactive (RIE) avec un procédé à base de SiCl_4 [4] ou par gravure RIE à haute densité de plasma ECR (Electron Cyclotron Resonance) à base de Cl_2/Ar [5]. Dans le dernier cas, des fentes de 150 nm de diamètre ont été gravées sur une profondeur de 4.5 μm , donnant ainsi des rapports de forme record d'environ 30 : 1 dans une structure laser GaInAs/AlGaAs.

Au laboratoire, une étude a permis d'obtenir des tranchées de 130 nm de largeur sur une profondeur de 930 nm [6]. Cette étude constitue la base de nos travaux. Nous détaillerons les conditions et le procédé mis en œuvre dans le paragraphe III.4

II.2.2 Gravure profonde des cristaux photoniques 2D

Plusieurs groupes ont mené des recherches sur la gravure profonde de l'InP, dans le cadre de la réalisation de cristaux photoniques. Les premiers résultats significatifs ont été obtenus par le laboratoire KTH à Stockholm à l'aide de la technique de gravure par faisceaux d'ions assistée chimiquement (CAIBE, Chemically Assisted Ion Beam Etching) [7]: des profondeurs de gravure de 2.3 μm ont été atteintes pour des trous de 300 nm de diamètre. Puis, des profondeurs records de 2.7 μm et 3.8 μm ont été obtenues respectivement pour des trous de 200 nm et de 320 nm de diamètre, par gravure ICP-RIE, au sein du III-V lab à Marcoussis [8]. Récemment, deux autres groupes de recherche ont amélioré ces résultats en travaillant sur les aspects physico-chimiques du plasma et sur la passivation des flancs de gravure. Des trous de 180 nm de diamètre gravés sur une profondeur de 2.9 μm ont été ainsi réalisés à l'ETH Zürich par un procédé de gravure ICP-RIE, utilisant la combinaison de trois gaz réactifs

(Cl₂/N₂/Ar) [9]. De même, le laboratoire COBRA d'Eindhoven a obtenu des profondeurs de gravure de 3 µm pour des trous de 200 nm de diamètre à l'aide de procédé ICP-RIE combinant deux gaz réactifs (Cl₂/N₂, ou Cl₂/O₂) [10]. Ces deux groupes ont mis en évidence la nécessité d'une passivation des flancs de gravure lors de la réalisation de cristaux photoniques à fort rapport d'aspect.

Cependant, contrairement à la filière InP, peu de travaux concernent la filière GaAs. La réalisation pratique de la gravure à fort rapport d'aspect pourrait expliquer le faible nombre de publications et le choix de la majorité des groupes de travailler sur des structures membranaires, de manière à s'affranchir de ce verrou technologique. Des résultats significatifs ont été obtenus à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne où des trous de 120 nm ont été gravés sur une profondeur de 1.2 µm dans le système AlGaAs/GaAs à l'aide d'un procédé de gravure RIE [11]. Les meilleurs résultats à ce jour ont été obtenus par l'Université de St Andrews (Figure III-2) [12, 13] et l'Université de Würzburg [14] où des trous de 120 nm de diamètre ont été gravés sur une profondeur de 1.7 µm dans une hétérostructure d'AlGaAs/GaAs par la technique de gravure CAIBE. Les rapports d'aspect obtenus par cette technique sont de l'ordre de 10 : 1, voire de 14 : 1 [14], et constituent l'état de l'art de la gravure à fort rapport d'aspect des cristaux photoniques dans le système AlGaAs/GaAs. Toutefois, les profils de gravure obtenus ne sont pas parfaits. La Figure III-2 illustre des fonds bosselés et une profondeur de gravure non uniforme dans tous les trous.

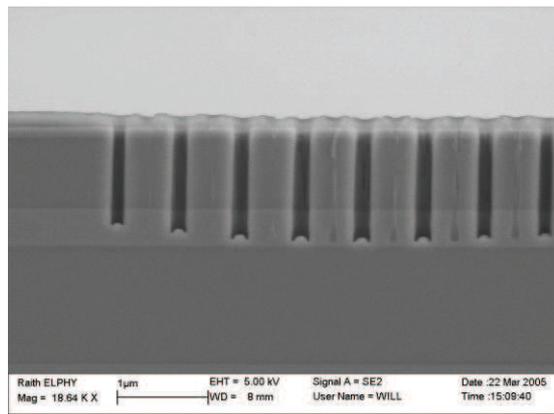


Figure III-2: Gravure par CAIBE dans le système AlGaAs/GaAs obtenue à l'Université de St Andrews [13]

III GENERALITES SUR LA GRAVURE SECHE

III.1 Introduction

Dans cette partie, nous commencerons par décrire brièvement les différentes techniques disponibles pour la gravure plasma. Nous détaillerons ensuite les divers défauts induits par la gravure plasma sur les profils de gravure. Puis nous aborderons les spécificités de la gravure sèche dans la filière GaAs. Enfin, nous présenterons les moyens et les procédés de gravure disponibles au laboratoire au début de ces travaux.

La gravure chimique offre de nombreux avantages (sélectivité, vitesse de gravure) mais elle ne permet pas la réalisation de cristaux photoniques à cause de la forte isotropie de l'attaque. Une alternative est la gravure plasma, qui combine une gravure physique et une gravure

chimique, par l'action d'ions positifs accélérés vers la surface de l'échantillon et de radicaux réagissant chimiquement avec le matériau à graver.

Dans la littérature, plusieurs techniques de gravure par plasma ont été développées. Ces techniques peuvent être regroupées suivant deux familles : la gravure ionique réactive (RIE), et les gravures par faisceaux d'ions.

III.1.1 Gravure ionique réactive (RIE)

La gravure ionique réactive associe à la fois une gravure chimique et physique du matériau par les ions et les espèces neutres du plasma. Cette technique fait partie des plasmas basses pressions (de 1 à 1000 mTorr), appelés froids, car les espèces créées sont très proches de la température ambiante.

Il existe plusieurs variantes de la gravure ionique réactive. Les réacteurs plasma RIE à couplage capacitif ont été les premiers bâtis de gravure RIE développés. Ils sont constitués de deux électrodes planaires dont l'une est reliée à un générateur radiofréquence (RF). Cette technique a cependant montré ses limites car une seule source RF sert à la fois à la génération du plasma et à l'accélération des ions. Des sources plasmas à haute densité permettant de découpler ces deux phénomènes ont été développées pour contrôler la densité des ions indépendamment de leur énergie. Ces sources offrent la possibilité de travailler avec des densités de plasma élevées, autorisant alors une vitesse de gravure élevée, tout en modérant l'énergie des ions pour garder une forte sélectivité. Ces réacteurs à haute densité sont désormais largement employés dans l'industrie de la microélectronique. Ils sont ainsi équipés d'une source de puissance RF permettant la génération du plasma, appelée communément puissance source, et d'une source de puissance RF de polarisation. Différents types de puissance RF sont utilisés pour la génération du plasma : les sources à couplage inductif non résonant, appelé ICP (Inductively Coupled Plasma), les sources à Résonance Cyclotronique Electronique, dites ECR (Electron Cyclotron Resonance), et les sources Helicon, qui couplent une source de puissance RF avec un champ magnétique permanent. Les sources de type ICP sont très largement développées.

III.1.2 La gravure par faisceau d'ions

La gravure par faisceau d'ions (encore appelée Ion Beam Etching (IBE)), moins répandue que la gravure ionique réactive, est souvent utilisée pour traiter des matériaux réfractaires à la gravure RIE, et se décline suivant plusieurs variantes. Le principe général de cette technique est le bombardement de la surface à graver par un faisceau d'ions positifs.

Les ions peuvent provenir soit de gaz inerte (Ar^+ ,...), dans ce cas le mécanisme de gravure est purement physique et la surface gravée est pulvérisée. Le mécanisme de gravure physique s'accompagne d'une composante chimique réactive en utilisant des gaz réactifs comme le fluore ou le chlore. Les techniques de gravure correspondantes, encore appelées RIBE (Reactive Ion Beam Etching), ont montré leur efficacité pour la gravure du GaAs et de ses composés ainsi que pour le GaSb [15].

Afin de contrôler plus finement la gravure, un gaz réactif est ajouté au niveau de l'échantillon de manière à associer au bombardement ionique une composante chimique à la gravure. La gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement, ou CAIBE (Chemically Assisted Ion beam Etching), est une technique très employée pour la fabrication des cristaux photoniques sur semiconducteurs III-V. Elle met en œuvre un faisceau d'ions à base d'argon et un flux d'espèces réactives à base de Cl_2 .

Enfin, la gravure par faisceau d'ions focalisés (FIB) est une technique peu utilisée pour la gravure de cristaux photoniques. De manière analogue à un faisceau d'électrons pour le MEB ou la lithographie électronique, un faisceau d'ions est mis en forme et focalisé sur la surface de l'échantillon à graver, pulvérisant ainsi le matériau en un endroit précis. Par sa très grande précision, cette technique est très employée dans la préparation d'échantillons pour des analyses au Microscope Electronique en Transmission (TEM). Cependant, sa lenteur n'est pas compatible avec une production de masse pour la technologie des cristaux photoniques. De plus, le contrôle du déplacement du faisceau reste problématique et aucun interfaçage n'est actuellement disponible pour l'écriture directe. La gravure FIB a néanmoins été mise en œuvre pour la gravure de matériaux tels que le GaN [16].

III.2 Défauts caractéristiques des profils de gravure liés à la gravure plasma

Nous décrivons dans ce paragraphe les principaux défauts de gravure qui ont un impact sur la profondeur ou le profil des flancs de gravure. On peut distinguer 2 types de défauts : les défauts liés aux variations des vitesses de gravure locales ou globales sur la surface de l'échantillon, et ceux localisés sur les flancs de gravure des structures.

➤ Les défauts liés à la vitesse de gravure

Les défauts liés aux variations locales ou globales de la vitesse de gravure se traduisent par :

- une dépendance de la vitesse de gravure avec le rapport d'aspect des motifs à graver (l'ARDE (Aspect Ratio Dependent Etching)). Il traduit la réduction des vitesses de gravure lors de l'augmentation du rapport profondeur/largeur caractéristique des structures, et tient aussi compte de l'influence de l'aspect dimensionnel de celles-ci (ligne ou trou). Physiquement, l'ARDE traduit la perte d'efficacité des espèces réactives dans les trous à fort rapport d'aspect.
- une dépendance de la gravure en fonction de la proportion locale des surfaces à graver, pour des motifs de taille identique (le micro-loading). Par exemple, la profondeur de gravure d'une tranchée de 500 nm de largeur sera plus importante pour une tranchée isolée que dans le cas d'un réseau dense de plusieurs tranchées. Ce paramètre est à prendre en compte lors de la gravure des cristaux photoniques, car la profondeur de gravure obtenue peut dépendre du facteur de remplissage, pour des diamètres de trous identiques.
- la non uniformité de la vitesse de gravure entre le centre et les bords de la plaque a été notamment mis en évidence sur des échantillons (le macro-loading) [17].

➤ Les défauts des profils de gravure

La gravure par plasma peut générer des défauts sur les profils de gravure. Ces défauts ont fait l'objet de nombreuses études dans la littérature [18, 19]. Ces défauts ont été classés suivant leur origine chimique ou physique. Ils sont représentés Figure III-3.

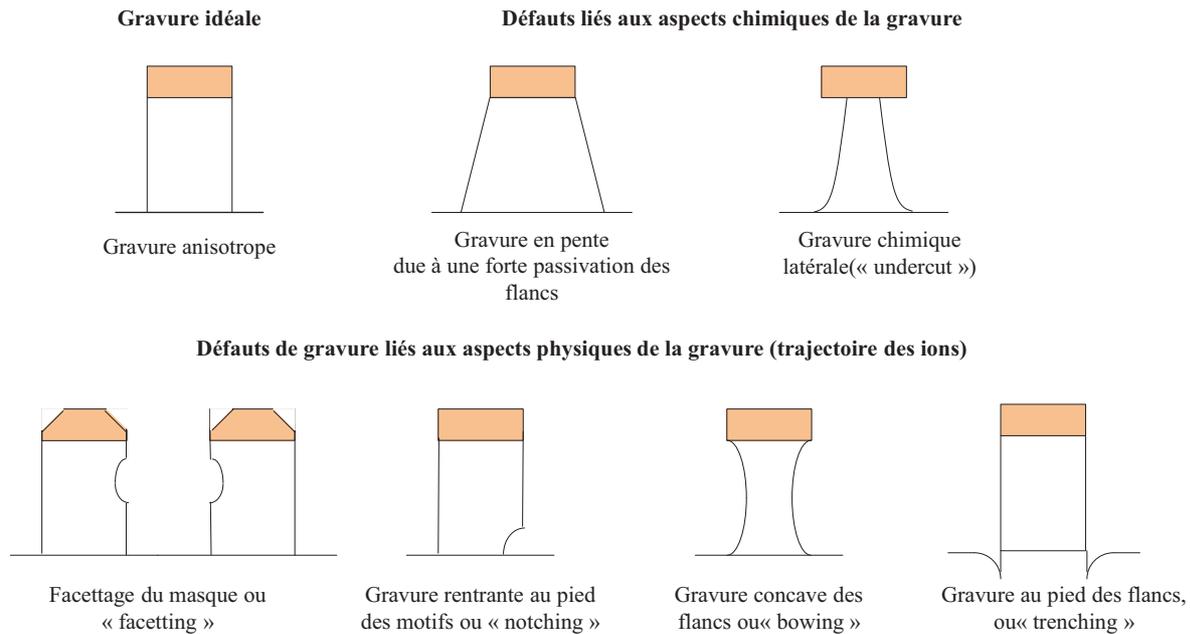


Figure III-3: Défauts des profils de gravure

Dans le cas d'une gravure idéale anisotrope, les flancs de gravure sont parfaitement verticaux. Cependant, la verticalité des flancs peut être altérée en fonction de certains aspects chimiques de la gravure. Le dépôt d'une couche de passivation sur les parois des flancs peut engendrer des profils de gravure en pente. Le profil des flancs peut être altéré par la gravure chimique latérale sous le masque par les espèces neutres du plasma entraînant une sous-gravure (« undercut »).

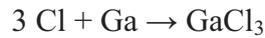
D'autres défauts sont liés aux aspects physiques de la gravure plasma, et plus particulièrement à la trajectoire des ions :

- le facettage du masque (« Facetting »). Le facettage du masque est un phénomène d'érosion des bords du masque qui s'amplifie lors de la gravure. L'érosion du bord du masque engendre une forme des flancs en biseau, qui peut entraîner :
 - l'érosion des flancs des structures, par réflexion des ions sur les facettes du masque.
 - la perte des dimensions critiques des motifs lorsque la hauteur de la facette dépasse celle du masque, en transférant l'effet des facettes dans le semiconducteur.
- la gravure latérale des flancs au pied des structures (« notching »), causée par l'accumulation des charges électrostatiques au fond des motifs qui dévient les ions de leur trajectoire. Ce phénomène est fréquent en technologie MEMS, lorsque la gravure profonde à fort rapport d'aspect du silicium se termine sur une couche d'arrêt de silice (isolante), où les charges positives s'accumulent et dévient les ions vers les bords du motif.
- une gravure concave des flancs, engendrée par les ions qui ont une trajectoire en incidence rasante sur les flancs des structures (« bowing »). Cette gravure a pour conséquence d'élargir les dimensions caractéristiques des motifs à mi-hauteur en se répartissant sur toute la profondeur de gravure.
- une gravure ionique préférentielle aux pieds des flancs des structures, résultat de la déflexion des ions positifs sur ces flancs (« trenching » ou « micro-trenching »). C'est

une caractéristique d'un flux ionique qui n'est pas parfaitement vertical, ce phénomène est souvent observé pour des gravures CAIBE.

III.3 Gaz réactifs mis en jeu pour la gravure plasma dans la filière GaAs

La gravure plasma du système AlGaAs/GaAs met en œuvre des gaz chlorés. Grâce à la forte interaction chimique entre le chlore atomique et le GaAs, les gaz chlorés permettent d'obtenir des vitesses de gravures élevées et les produits de réaction formés sont volatils pour des températures inférieures à 300°C [20, 21]. Il a été démontré que les principales espèces formées lors de la réaction de gravure entre le chlore atomique et le GaAs sont du GaCl₃ et de l'AsCl₃ pour des températures inférieures à 600°C [22]. Le mécanisme réactionnel proposé pour la gravure du GaAs est le suivant:



Le chlore réagit avec l'aluminium dans le cas de gravure des couches AlGaAs, avec le mécanisme réactionnel suivant :



Dans le cas de l'aluminium, les composés formés sont moins volatils que ceux issus de la gravure du GaAs. Le Tableau III-1 indique les pressions de vapeur saturante des différents produits de réaction volatils [23].

Pression de vapeur saturante	30°C	75°C
GaCl ₃	0.2 Torr	14.5 Torr
AsCl ₃	10 Torr	199 Torr
AlCl ₃	6 mTorr	0.12 Torr

Tableau III-1: Pression de vapeur saturante des produits de réaction de la gravure du GaAs ou de l'AlGaAs

Les valeurs de ce tableau montrent clairement que l'on a intérêt à chauffer les échantillons pour favoriser la désorption des produits de réaction et éviter leur redépôt sur les bords des motifs, surtout dans le cas des couches à forte teneur en aluminium. Des vitesses de gravure plus élevées peuvent être obtenues pour un même procédé, comme nous l'avons vu au chapitre II.

Les gaz couramment utilisés pour la gravure des matériaux de la filière GaAs sont le chlore (Cl₂), le trichlorure de Bore (BCl₃), le tétrachlorure de Silicium (SiCl₄), voire le tétrachlorure de carbone (CCl₄).

D'autres gaz peuvent être ajoutés aux gaz chlorés, tels que l'argon, l'azote ou l'oxygène. Chaque gaz apporte une caractéristique spécifique à la gravure. Par exemple, l'argon qui est chimiquement inerte avec le GaAs, va augmenter le caractère physique de la gravure par bombardement ionique, par pulvérisation du matériau et peut également contribuer à l'augmentation de la cinétique de gravure chimique.

L'azote et l'oxygène, hormis l'effet de bombardement ionique, sont souvent ajoutés pour la passivation des flancs de gravure dans la filière InP.

La passivation des flancs in-situ consiste en la formation d'une couche de protection qui ne réagit pas chimiquement avec les espèces réactives du plasma, réduisant ainsi la gravure chimique latérale. De plus, elle sert aussi de protection contre les ions qui sont diffractés par le masque. Bien que ce phénomène ne soit pas encore bien maîtrisé, il a été démontré expérimentalement que l'ajout de gaz comme l'oxygène ou l'azote réduit la gravure latérale dans la partie supérieure des motifs et permet d'augmenter la vitesse de gravure (comparé à un procédé à base de chlore uniquement), et donc d'obtenir pour des temps de gravure identiques, des profondeurs plus importantes [9, 10, 24]. L'azote est le gaz le plus utilisé pour la passivation des flancs. Ajouté en quantité suffisante, il limite la gravure latérale dans les motifs, évitant ainsi la jonction entre les trous du cristal photonique [24].

Néanmoins, la compréhension des phénomènes de passivation est encore sujette à controverse. Une première explication est la suivante : l'azote passive les flancs en formant préférentiellement des liaisons N-P et empêche ainsi la formation des liaisons Cl₂-In [9]. Pour une gravure de l'InP à l'aide d'un procédé Cl₂/N₂ dans un réacteur de type ECR-RIE, une analyse XPS de la surface pour de grandes surfaces gravées a montré la présence de InN et P₃N₅. Des travaux menés par Kim et al [25] ont permis de donner une autre explication. Une analyse EDX (Energy Dispersive X-ray spectroscopy) des flancs de gravure, couplée à la microscopie électronique par transmission, a mis en évidence le dépôt d'une couche de passivation sur les flancs ne contenant pas d'azote mais des éléments Si, O et P. Ces travaux confirment les résultats déjà obtenus lors d'une étude précédente concernant la gravure de structure ruban ou de micro-pilier dans la filière InP [26]. Le silicium trouvé dans la couche de passivation proviendrait du substrat de silicium sur lequel est collé l'échantillon. L'azote jouerait alors juste le rôle de gaz porteur et son ajout aurait pour conséquence de diluer les espèces chlorées dans le plasma.

En résumé, l'ajout d'azote ou d'oxygène dans les gravures chlorées a clairement un rôle bénéfique sur la protection des flancs de gravure des structures à base d'InP. Leur rôle dans la formation d'une fine couche de protection reste toutefois encore flou. Néanmoins, le dépôt d'une couche de passivation semble indispensable pour la gravure de structures submicroniques à fort rapport d'aspect dans la filière InP. On peut supposer que la passivation jouera également un rôle majeur pour des structures similaires dans la filière GaAs.

III.4 Moyens et technologies disponibles au laboratoire

III.4.1 Description

Pour notre étude, nous avons à notre disposition deux bâtis de gravure plasma à haute densité de type ICP-RIE OMEGA 201 d'Aviza Technologie. Un équipement est réservé à la gravure chlorée des échantillons de la filière GaAs tandis que l'autre est consacré aux gravures de matériaux diélectriques déposés en PECVD (SiO₂, Si₃N₄) et de métaux (Chrome). Ces deux bâtis de gravure sont identiques. La seule différence intervient au niveau des lignes de gaz. Le bâti réservé à la gravure de matériau de la filière GaAs est équipé de différentes lignes de gaz (Cl₂, N₂, Ar, SF₆, O₂), ce qui permet le développement de procédés de gravure combinant plusieurs gaz à la fois. Le bâti permettant la gravure des matériaux diélectriques et des métaux possède aussi plusieurs lignes de gaz (Cl₂, N₂, C₄F₈, CHF₃, CF₄, Ar, SF₆, O₂).

III.4.2 Paramètres de gravure

Les conditions déterminant la gravure plasma sont:

- la composition des gaz réactifs composant le plasma et leurs débits respectifs
- la puissance de la source
- la puissance de polarisation
- la pression de la chambre de gravure
- la température du porte-échantillon

La composition des gaz dépend du type de matériau à graver (chrome, silice ou GaAs). La puissance de la source, qui sert à la génération du plasma de gravure dans l'enceinte, est fixée à 500 W dans tous les procédés développés. Les autres paramètres sont déterminés en fonction du procédé mis en œuvre.

Dans les travaux relatifs aux structures membranaires, nous avons déjà souligné l'importance de la température de l'échantillon sur la vitesse de gravure des cristaux photoniques. En effet, plusieurs contributions thermiques conduisent à élever la température de l'échantillon durant le procédé. Les échanges thermiques s'effectuent entre: le porte-substrat et le substrat de silicium (servant de transport à l'échantillon), le substrat de silicium et l'échantillon III-V par l'intermédiaire d'une colle thermiquement conductrice, et le plasma et l'échantillon. Carlström et al [10] ont montré que l'élévation de température de l'échantillon résultant de ces différentes contributions pouvait être évaluée à 30°C environ, pour un procédé plasma à base de Cl₂ présentant une puissance source de 1000 W et une tension de polarisation de 230 V. Ces travaux soulignent ainsi l'importance d'utiliser une colle qui assure un bon transfert thermique entre le substrat de silicium et l'échantillon.

Dans nos travaux, nous utilisons des bâtis de gravure pour lesquels la taille de substrat standard est de 6 pouces. Comme nous travaillons avec des petits échantillons de GaAs, ceux-ci sont collés sur un wafer de silicium 6 pouces à l'aide d'une huile de pompe à diffusion liquide. Cette huile assure un bon transfert thermique entre l'échantillon et le substrat de silicium. De plus, une plaque de GaAs de taille 3 pouces est collée entre le support de silicium servant de transport et l'échantillon. Cette plaque de GaAs a pour but d'assurer une bonne uniformité de la gravure quelle que soit la taille de l'échantillon et de limiter les effets de « macro-loading ». Après le transfert dans la chambre de gravure, l'ensemble est chargé sur le porte-substrat électrostatique polarisable et régulé en température.

III.4.3 Procédé de gravure de motifs nanométriques dans la filière GaAs

Nos travaux se sont appuyés sur le savoir faire déjà existant au laboratoire [6]. Plus précisément, les réalisations antérieures concernaient la gravure de miroirs de Bragg dans un empilement AlGaAs/GaAs de diode laser émettant aux alentours de 980 nm, dont la structure est décrite Figure III-4.

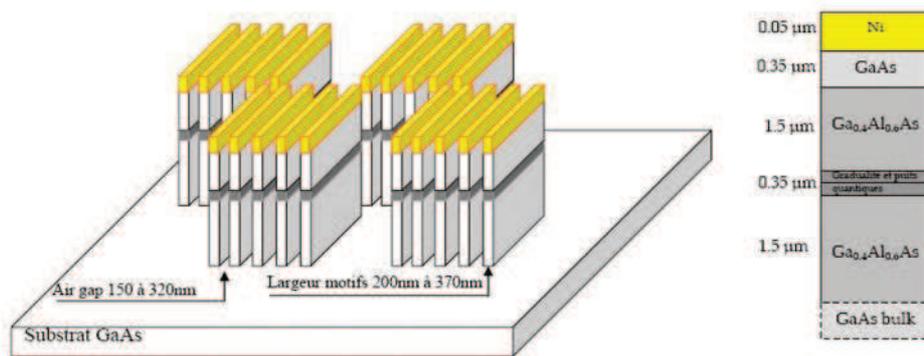


Figure III-4: Description des caractéristiques des miroirs de Bragg

Le procédé mis en place reposait sur la définition de structures de Bragg par lithographie électronique, et lift-off de Nickel. Les différents paramètres de la gravure sont reportés dans le Tableau III-2.

Flux Cl ₂ (sccm)	Flux N ₂ (sccm)	Puissance source (W)	Puissance de polarisation (W)	Pression (mTorr)	Température du porte-échantillon (°C)
80	10	500	60	5.5	30

Tableau III-2: Paramètres du procédé de gravure des miroirs de Bragg dans l'hétérostructure AlGaAs/GaAs

Ce procédé a permis d'obtenir des feuillets de 130nm de largeur sur une profondeur de 930 nm dans du GaAs massif (Figure III-6), et des feuillets de 200 nm de largeur sur 2.5 µm dans un empilement AlGaAs/GaAs (Figure III-7).

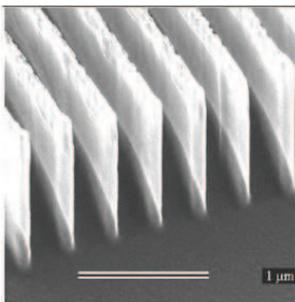


Figure III-5: Miroirs de Bragg dans le GaAs (feuillets de 130nm de large gravés sur une profondeur de 930nm)

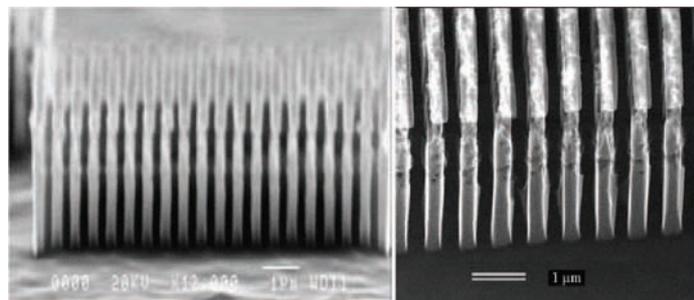


Figure III-6: Miroirs de Bragg dans le système AlGaAs/GaAs

La gravure de ces miroirs, constitués par des feuillets de semiconducteur entourés d'air, diffèrent sensiblement de celle des miroirs définis par des tranchées d'air dans du semiconducteur massif [4, 27]. En effet, dans le cas des feuillets, la surface gravée est très importante puisque la surface entière autour de ceux-ci est gravée en même temps, ce qui entraîne des flux chlorés élevés. La configuration en feuillets facilite par ailleurs l'évacuation des produits de réaction volatils, à la fois par les bords latéraux et par la surface.

Au contraire, dans le cas de la gravure de tranchées d'air dans l'hétérostructure, la surface totale à graver est considérablement réduite, ce qui implique qu'un nombre moins important d'espèces chlorées participe à la gravure en comparaison avec celles des feuillets. De plus,

l'extraction des produits de réaction est plus délicate puisque seule l'extraction dans la direction verticale est permise. L'obtention de gravure profonde dans ces géométries est d'autant plus difficile à atteindre.

IV DEVELOPPEMENT D'UNE STRATEGIE DE MASQUAGE

La gravure de motifs submicroniques à fort rapport d'aspect impose des contraintes non négligeables sur la gravure mais aussi sur la définition d'une stratégie de masquage. En effet, la stratégie de masquage est une étape capitale, puisqu'elle aura de manière indirecte une influence sur la qualité de la gravure, voire sur sa faisabilité. Le masque à développer doit avoir une très bonne sélectivité vis-à-vis de la gravure chlorée afin de limiter l'épaisseur totale du masque, qui peut elle-même limiter le facteur de forme des structures finales. De plus, les dimensions du cristal photonique (diamètre des trous et paramètre de maille du réseau) doivent se conserver lors du transfert du masque dans l'hétérostructure. La verticalité des flancs du masque développé sera donc un critère incontournable. Cela implique la mise en place de procédés de gravure les plus anisotropes possibles.

Nous commencerons par présenter l'état de l'art des stratégies de masquage utilisées pour la gravure profonde de cristaux photoniques. L'analyse de cet état de l'art nous permettra de déterminer l'empilement des couches qui vont constituer le masque. Nous détaillerons enfin les procédés technologiques permettant de définir des motifs sub-nanométriques.

IV.1 Etat de l'art des stratégies de masquage utilisées pour la gravure profonde de cristaux photoniques

Nous présentons ci-dessous des procédures de gravure de motifs nanométriques à fort rapport d'aspect à base de chimie chlorée dans les matériaux III-V, en recensant les matériaux utilisés. Nous discuterons ensuite pour chaque type de matériau, leurs avantages et leurs inconvénients pour la réalisation d'un masque.

IV.1.1 Procédures de gravure de motifs nanométriques à fort rapport d'aspect dans les matériaux III-V

Le Tableau III-3 récapitule les différentes procédures rapportées dans la littérature. La diversité des approches reflète la difficulté de la définition d'un masque de gravure pour la réalisation de cristaux photoniques dans les matériaux III-V. La principale difficulté vient des faibles dimensions mises en jeu qui imposent des procédés de gravure sèche complexes, mettant en œuvre des masques multicouches.

Les types de couches utilisées sont principalement des résines électrosensibles positives (PMMA, ZEP520A) ou négatives (HSQ), des matériaux diélectriques, voire des métaux (Cr, Ti).

Dans la filière InP, les masques employés pour la gravure profonde des cristaux photoniques sont composés d'une couche de matériau diélectrique (SiO_2 ou Si_3N_4) d'épaisseur inférieure à 400 nm et d'une couche de résine électrosensible, quelle que soit la technique de gravure employée (ICP-RIE ou CAIBE) [7, 8, 10, 12, 28]. Cependant, la réalisation de cristaux photoniques de diamètre inférieur à 200 nm impose une épaisseur du diélectrique supérieure à

500 nm, en raison des faibles sélectivités et de la réduction de la vitesse de gravure due à l'apparition de l'effet ARDE pour des trous de cette dimension. Cette couche épaisse de silice ne peut être ouverte directement à l'aide d'un masque de résine, aussi une couche métallique intermédiaire (constituée de chrome ou de titane) a été ajoutée entre la résine et le matériau diélectrique [29, 30].

Dans la filière GaAs, les techniques de masquage employées pour la gravure des cristaux photoniques par la technique CAIBE sont similaires à celles utilisées dans la filière InP. Elles mettent en œuvre un empilement constitué d'une couche de matériau diélectrique et d'une couche de résine électrosensible [12, 14], le matériau diélectrique pouvant être remplacé par le polymère HSQ. Les propriétés de ce polymère seront discutées dans les paragraphes suivants [31].

Référence	Matériau	Gravure dans le III-V	Empilement constituant le masque	Gravure de la couche diélectrique
Pommereau (OPTO+) [8]	InP	ICP-RIE (SiCl ₄)	PMMA (1000 nm)/ Si ₃ N ₄ (400 nm)	RIE (C ₂ F ₆)
Happ [28] (Univ. of Würzburg)	InP	ECR-RIE (Cl ₂ /Ar)	PMMA (500 nm)/ SiO ₂ (180 nm)	RIE (CHF ₃ /Ar)
Mulot [7] (KTH Stockholm)	InP	CAIBE (Ar/Cl ₂)	PMMA/ SiN _x (250 nm)	RIE (CHF ₃)
Wüest [30] (ETH Zürich)	InP	ICP-RIE (Cl ₂ /N ₂)	PMMA (220 nm)/ SiO ₂ (600 nm)	RIE par cycle (CHF ₃ /Ar)
Wüest [30] (ETH Zürich)	InP	ICP-RIE (Cl ₂ /N ₂ ou Cl ₂ /Ar/N ₂)	PMMA (220 nm)/ Ti (30 nm)/ SiN _x (600 nm)	RIE par cycle (CHF ₃ /O ₂)
Carlström [10] (COBRA Eindhoven)	InP	ICP-RIE (Cl ₂ /N ₂ ou Cl ₂ /O ₂)	ZEP520A/ SiN _x (400 nm)	RIE (CHF ₃)
Karouta [29] (COBRA Eindhoven)	InP (Diamètre de trous < 200 nm)	ICP-RIE (Cl ₂ /N ₂ ou Cl ₂ /O ₂)	ZEP520A/ Cr (50 nm)/ SiO ₂ (500 nm)	RIE (CHF ₃)
Kotlyar [12] (St Andrews Univ.)	InP ou GaAs	CAIBE (Ar/Cl ₂)	PMMA/ SiN _x ou SiO ₂	RIE
O'Faolain [31] (St Andrews Univ.)	InP ou GaAs	CAIBE (Ar/Cl ₂)	PMMA/ HSQ (300 nm)	RIE
Avary [14] (Univ. of Würzburg)	GaAs	CAIBE (Ar/Cl ₂)	PMMA (550 nm)/ SiO ₂ (270 nm)	RIE (CHF ₃ /Ar)

Tableau III-3: Bilan des procédures de masquage utilisées dans la littérature pour la gravure de miroirs de Bragg ou de cristaux photoniques

IV.1.2 Matériaux de masquage

a Résines électrosensibles

Au cours de l'étape de lithographie électronique, nous avons disposé de résines positives (PMMA, ZEP520) et négatives (maN-2403).

Ces résines électrosensibles ont plusieurs limitations. La première limitation est leur épaisseur. En effet, l'épaisseur utilisée dépend de la tension d'accélération du faisceau électronique. Plus l'épaisseur est importante, plus l'énergie des électrons doit être importante afin d'insoler le polymère sur toute l'épaisseur. Au laboratoire, le masqueur électronique possède une tension d'accélération maximale de 40 keV, ce qui limite les épaisseurs à 500 nm. Pour des épaisseurs supérieures de l'ordre du micron ou plus, une tension d'accélération de 100 keV est nécessaire. La deuxième limitation vient de leur faible résistance à la gravure qui limite leur temps d'exposition aux plasmas. Pour des temps de gravures importants avec des plasmas de hautes densités (ICP ou ECR-RIE) ou des gravures à dominante physique (CAIBE, RIBE), ces résines ne peuvent servir à elles seules de masques. C'est pourquoi, un masque intermédiaire pour le transfert dans le semiconducteur est nécessaire.

b Matériaux diélectriques

Les matériaux diélectriques tels que le SiO_2 ou le SiN_x déposés par la technique de PECVD sont les matériaux privilégiés pour ce type de problématique car leur sélectivité vis-à-vis de la gravure chlorée est élevée. Cette forte sélectivité permet de déposer ces diélectriques sur des épaisseurs de quelques centaines de nm. Dans le cas des cristaux photoniques en InP (trous de diamètres supérieurs à 200 nm), il suffit d'une épaisseur de diélectrique inférieure à 400 nm [7, 8, 28] : la gravure du diélectrique est généralement effectuée par gravure RIE fluoro-carbonée à partir d'un masque de résine électrosensible dont l'épaisseur n'excède pas 1 μm .

Cependant, pour des diamètres de trous inférieurs à 200 nm, l'épaisseur du masque de diélectrique doit être plus importante du fait du phénomène ARDE. Dans ce cas, la faible résistance des résines électrosensibles aux gravures plasma impose d'en tenir compte dans le procédé de gravure. Il est possible d'améliorer les sélectivités de gravure des résines électrosensibles par modification des conditions du plasma, sinon on peut introduire un masque intermédiaire métallique (chrome ou titane) entre la résine et le diélectrique comme masque de gravure du diélectrique [29, 30]. Dans ce dernier cas, l'ensemble de ces masques, constituant un empilement de trois couches, entraîne un procédé plus complexe avec un contrôle dimensionnel lors des différents transferts.

c Couches métalliques

Les métaux sont aussi de bons candidats comme masque de gravure. Ils sont souvent utilisés pour la gravure des miroirs de Bragg dans la filière GaAs. Du fait de leur grande résistance aux gravures plasma, une faible épaisseur suffit généralement pour constituer le masque (50 nm). Cependant, la définition de réseaux bidimensionnels dans les métaux reste encore problématique pour la définition des motifs nanométriques.

d Polymère HSQ

L'Hydrogen Silsesquioxane ou HSQ est un polymère qui possède des propriétés intéressantes. C'est une résine électrosensible négative qui permet de définir des motifs de très petites dimensions : des lignes de 140 nm de largeur espacées de 140 nm ou des lignes isolées de 60 nm de largeur ont pu être réalisées sur substrat de GaAs [32], ainsi que des lentilles à cristal photonique sur InP [33].

Ce polymère, dont la formule stœchiométrique est $(\text{HSiO}_3)_{2n}$, a une particularité. Sous l'effet d'un recuit à haute température ou d'un traitement par plasma oxygène, les liaisons Si-H se dissocient, rendant les liaisons Si-O majoritaires. Par un traitement thermique dans un environnement riche en azote, la fraction de liaisons Si-O augmente avec la température, ce qui augmente la résistance mécanique de la couche [34]. Ainsi, par un traitement thermique approprié, le polymère se rapproche de la structure amorphe de la silice et peut alors servir de masque de gravure. Ce traitement peut être réalisé après l'étape de lithographie électronique, directement sur les motifs définis dans la résine. Une seule gravure chlorée est alors nécessaire pour le transfert de réseaux nanométriques dans le GaAs [35].

Ce traitement peut aussi être réalisé avant la lithographie électronique, juste après l'enduction du polymère. Après transformation du polymère en silice, les cristaux photoniques sont définis dans du PMMA et transférés par une gravure RIE à l'aide d'une chimie fluorée dans la couche amorphe, comme dans le cas de la silice déposée en PECVD. L'avantage de cette méthode est que le dépôt par centrifugation et le recuit induisent moins de défauts en surface de l'échantillon que le dépôt de silice PECVD, où les atomes sont bombardés sur la surface avec une énergie non négligeable. C'est particulièrement intéressant pour la fabrication de composant actif, car cette méthode de dépôt ne dégrade pas la résistance de contact au contraire d'un dépôt PECVD. Cette méthode a été mise en œuvre pour la fabrication de cristal photonique à fort rapport d'aspect dans le GaAs ou l'InP par gravure CAIBE [31]. Malgré l'intérêt de la résine HSQ, nous nous sommes limité dans notre étude à l'utilisation de silice PECVD.

IV.2 Mise en place d'une stratégie de masquage

IV.2.1 Sélection des masques

Afin de déterminer notre stratégie de masquage, nous avons sélectionné différents types de matériaux disponibles au laboratoire : les résines électrosensibles PMMA et ZEP 520 A, le SiO_2 déposé en PECVD, le chrome.

Le choix du diélectrique a délibérément privilégié l'utilisation de la silice plutôt que celle du nitrure de silicium, en raison d'une meilleure résistance à la gravure chlorée.

Pour le choix du métal, le chrome a été préféré au nickel, jusqu'alors utilisé au laboratoire, pour deux raisons. La première est qu'il a été observé un phénomène d'autocatalyse dégradant la qualité du masque après exposition du masque de nickel à l'air ambiant. La seconde est que nous avons la possibilité, dans le cas du chrome, de définir des motifs de taille submicronique soit par lift-off, soit par gravure sèche, alors que le lift-off est la seule voie possible pour le nickel.

Pour comparer la tenue de ces matériaux au plasma, nous avons défini la sélectivité S comme le rapport entre la vitesse de gravure du matériau et la vitesse de gravure du masque. Pour des

temps de gravure et des tailles de motifs identiques, cela équivaut au rapport entre l'épaisseur du matériau gravée par rapport à l'épaisseur du masque gravée.

$$S = v_{\text{matériau}}/v_{\text{masque}} = e_{\text{matériau}}/e_{\text{masque}}$$

Si $S > 1$, alors le procédé est sélectif. Au contraire, si $S < 1$, le procédé n'est pas sélectif et l'érosion du masque est prépondérante par rapport à la gravure du matériau.

Pour chaque matériau, nous avons déterminé la sélectivité de gravure pour des trous de 200 nm de diamètre par rapport au procédé de gravure chlorée décrit dans le Tableau III-2 pour la filière GaAs, et par rapport à un procédé de gravure fluoré de la silice développé lors de la réalisation d'un filtre à réseaux résonants [36]. Les conditions de gravure des deux procédés sont rappelées dans le Tableau III-4.

Matériaux	Gaz utilisé/Flux (sccm)	Puissance source (W)	Puissance de polarisation (W)	Pression (mTorr)	Température du porte-échantillon (°C)
AlGaAs/GaAs	Cl ₂ /N ₂ 80/10	500	60	5.5	30
SiO ₂	CHF ₃ /50	500	60	5	20

Tableau III-4: Procédés de gravure chlorée et fluorée constituant notre point de départ

Les résultats sur la sélectivité des matériaux sont résumés dans le Tableau III-5. Comme on pouvait le prévoir, la sélectivité des résines électrosensibles est bien trop faible pour que ces résines soient utilisées seules en tant que masque. Néanmoins, la lithographie électronique étant une étape indispensable, ces résines interviendront dans la définition du masque final. Pour la suite, nous choisirons d'utiliser la résine commerciale ZEP 520A plutôt que le PMMA comme polymère électrosensible, en raison de sa plus grande sélectivité.

Procédé de gravure ICP-RIE	Masque			
	PMMA	ZEP520A	SiO ₂	Cr
GaAs avec Cl ₂ /N ₂	0.5	0.7	4	16
SiO ₂ avec CHF ₃	<0.5	0.5	-	50

Tableau III-5: Tableau des sélectivités de gravure

Cette étude montre que la silice et surtout le chrome sont d'excellents candidats pour constituer le masque. Une épaisseur de silice de 650 nm environ, ou une couche de 150nm de chrome serait nécessaire pour des gravures de trous de 200 nm de diamètre sur une profondeur de 2.5 µm. Le chrome semble le mieux adapté puisqu'il limite le facteur de forme. Cependant, il est particulièrement difficile de définir les cristaux photoniques (et de façon plus générale des motifs nanométriques) pour des épaisseurs de chrome supérieures à 150 nm. De surcroît, la rugosité des flancs inhérente aux couches métalliques peut se transférer dans l'hétérostructure et nuire à la qualité optique des flancs.

La silice est la solution alternative au chrome. Mais l'épaisseur minimale à déposer est vraiment très importante et soulève deux difficultés supplémentaires :

- la première concerne le rapport de forme du masque qui va limiter la profondeur de gravure des motifs.
- la seconde, mise en exergue dans la littérature, porte sur le défi d'ouvrir 650 nm de silice à partir d'un masque composé seulement par des résines électrosensibles. Pour réussir, il faut développer un procédé de gravure ayant une grande sélectivité entre la résine et la silice, ce qui est délicat avec des réacteurs de plasma à haute densité de type ICP-RIE. Dans la littérature, un procédé de gravure RIE par couplage capacitif a montré la possibilité d'utiliser une faible couche de PMMA pour graver 600 nm de silice. Ce procédé original, basé sur une succession de cycles de gravure, augmente la sélectivité de la PMMA, mais ceci au détriment de la verticalité des flancs [30].

IV.2.2 Mise en œuvre

Dans nos travaux, nous avons choisi d'utiliser une couche de 500 nm de silice. En raison de la faible sélectivité de la résine lors du procédé permettant d'ouvrir la silice, une couche intermédiaire supplémentaire de 50 nm de chrome est déposée. Ainsi, nous avons retenu un masque tricouche, composé d'une couche de silice de 500 nm d'épaisseur, recouverte d'une couche de 50 nm de chrome, elle-même recouverte d'une résine électrosensible.

Nous réalisons la calibration de la dose d'électrons. Nous effectuons les tests de gravure proprement dits. Les échantillons sont amincis puis clivés, afin de pouvoir caractériser au MEB les flancs de gravure.

Nous avons défini un ensemble de motifs tests de taille micrométrique ou submicronique. Il contient un rectangle de 100 μm x 75 μm , quatre lignes de différentes largeurs (2.5 μm , 500 nm, 200 nm, et 100 nm) et des motifs à cristaux photoniques ayant des paramètres de maille et des facteurs de remplissage variés. Chacun de ces réseaux est répété deux fois. Des marques de repères ont aussi été ajoutées pour faciliter la caractérisation des échantillons (Figure III-7).

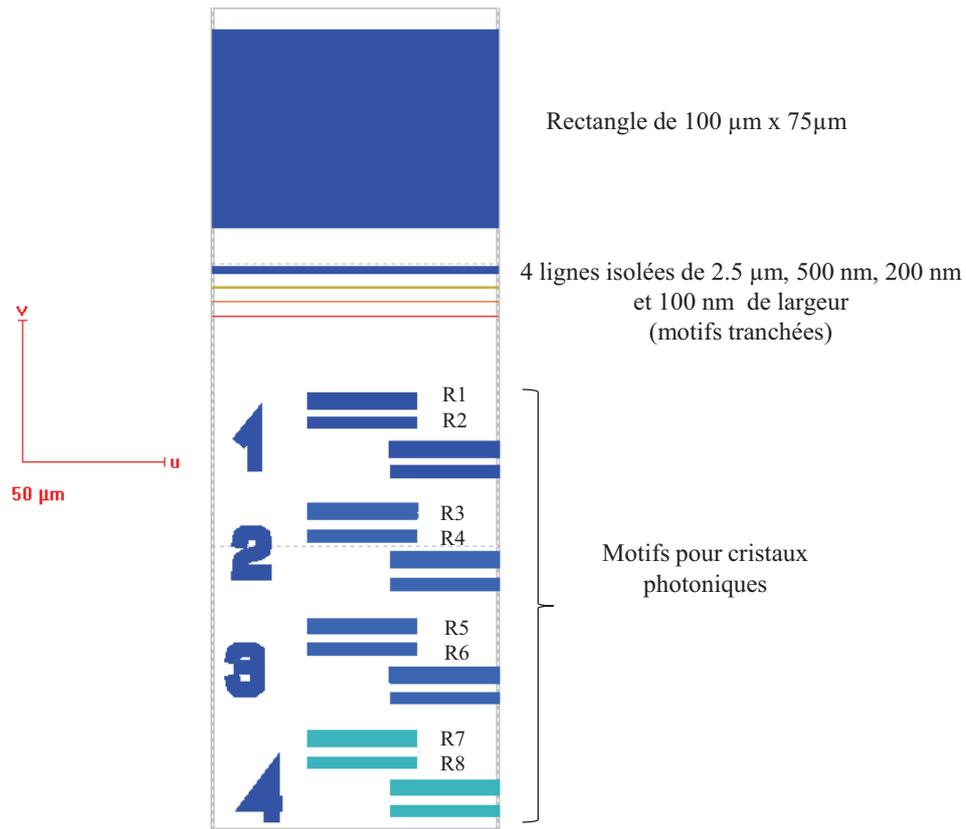


Figure III-7: Ensemble de motifs tests

Les paramètres des cristaux photoniques (période du réseau et diamètre des trous) sont décrits Tableau III-6.

Nom du réseau	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
Paramètre de maille (nm)	350	250	350	250	350	250	350	250
Diamètre des trous codés (nm)	220	160	200	150	190	140	165	120

Tableau III-6: Paramètres caractéristiques des cristaux photoniques

IV.3 Définition des cristaux photoniques dans une couche de chrome

Deux solutions sont envisageables pour définir les motifs dans une couche de 50 nm de chrome : la première repose sur la technique de lift-off tandis que la seconde implique un procédé de gravure sèche. Nous avons étudié ces deux solutions.

IV.3.1 Lift-off du chrome pour la réalisation de cristaux photoniques

La technique de lift-off se substitue à la gravure sèche lorsque les matériaux sont difficiles à graver (métaux). Elle est couramment utilisée dans la filière GaAs pour la définition des contacts métalliques des diodes lasers. Si cette technique est relativement traditionnelle à l'échelle micrométrique, elle n'en reste pas moins difficile à mettre en œuvre à l'échelle submicronique.

a Mise en place du procédé de lift-off

Pour la mise en place de ce procédé, nous avons travaillé avec des échantillons de substrat de GaAs massif sur lesquels ont été déposés 500 nm de silice en PECVD.

Le procédé de lift-off nécessite l'utilisation d'une résine négative. Nous avons choisi d'utiliser la résine ma-N 2403 de la société micro resist technology®, qui a une épaisseur de 300 nm après enduction, ce qui est suffisant pour un dépôt de chrome inférieur à 100 nm.

Le procédé complet envisagé est décrit Figure III-8. Les motifs sont insolés par lithographie électronique après enduction de la résine. Après insolation, ils sont développés dans une solution de MIF 726 pendant 35 s. Un dépôt de 80 nm de chrome est ensuite effectué par évaporation par effet joule dans un bâti Veeco 770. Pour ce dépôt, nous ne pouvons pas utiliser la méthode d'évaporation par canon d'électrons, plus reproductible que l'évaporation par effet joule, en raison du faisceau d'électrons qui insole la résine.

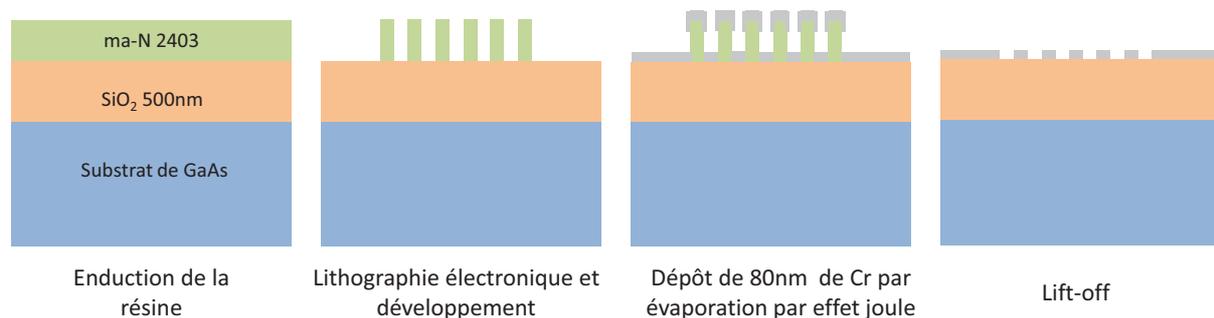


Figure III-8: Procédé de lift-off retenu pour la réalisation des cristaux photoniques

L'étape de lithographie électronique est l'étape critique de ce procédé puisqu'elle va déterminer les dimensions caractéristiques du cristal photonique. De plus, la résine ma-N ne permet pas d'obtenir, pour ces dimensions de piliers, des profils réentrants adaptés à la procédure de lift-off.

Nous avons répété sur le même échantillon les motifs tests de notre étude, en faisant varier les doses de 40 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ à 210 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Ainsi, pour chaque réseau, nous avons déterminé l'influence de la dose sur le diamètre des trous après révélation et après lift-off à partir d'observations au MEB.

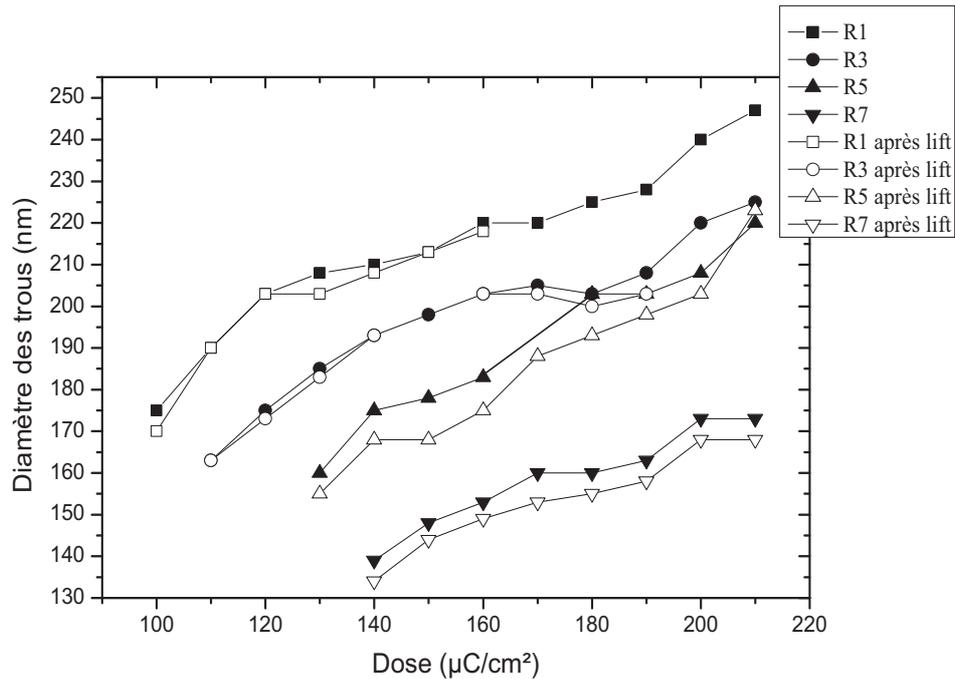


Figure III-9: Diamètre des motifs dans la résine (en noir) et après le lift-off (en blanc) en fonction de la dose

Pour des doses inférieures à $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, les motifs sont « sous-dosés » : la résine étant sous-exposée au faisceau d'électrons, elle est entièrement dissoute lors de la révélation. Il ne reste alors plus de polymère sur l'échantillon. Au contraire, pour des doses supérieures à $210 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, les motifs sont « sur-dosés » : la résine est localement surexposée au faisceau d'électrons, ce qui a pour conséquence d'augmenter à la fois le diamètre des piliers et les effets de proximité. Ces deux phénomènes réunis provoquent la jonction des piliers de résine après révélation.

C'est pourquoi, nous avons restreint notre analyse à la gamme de doses comprises entre $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ et $210 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. La Figure III-9 montre l'évolution du diamètre des piliers dans la résine et après le lift-off du chrome pour les réseaux de 350 nm de paramètre de maille, en fonction de la dose. On constate une perte des dimensions après le lift-off comprise entre 5 et 10 nm . Les images MEB de la Figure III-10 illustrent la définition des motifs avant et après lift-off pour le réseau de motifs tests R1.

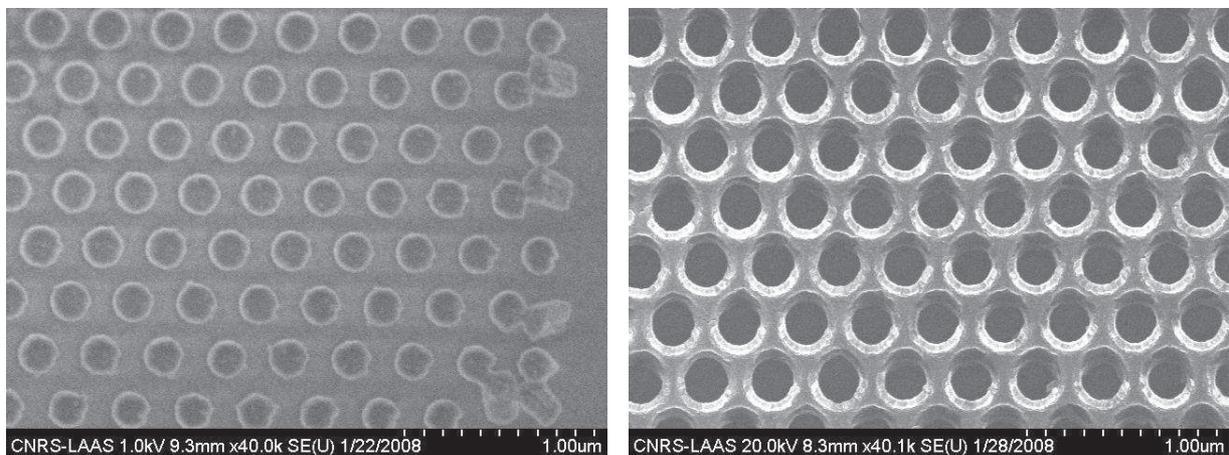


Figure III-10: Réseau R1 de 350 nm de paramètre de maille pour une dose de $140 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ après révélation (à gauche), après lift-off du chrome (à droite)

Cependant, tous les réseaux tests montrent que l'augmentation de la dose provoque inévitablement l'apparition d'effets de proximité. Dans le cas d'une résine négative, les phénomènes de surdosage dus à ces effets sont à l'origine de l'apparition d'une fine couche de résine résiduelle entre les piliers, après révélation. Si l'on ne prend pas soin de supprimer cette couche résiduelle, le chrome déposé n'adhèrera pas à la surface, ce qui nuira à la formation des réseaux (Figure III-11). Lorsque l'épaisseur de la couche de résine résiduelle est suffisamment mince, un simple plasma oxygène pourra la consommer sans modifier profondément la hauteur des piliers. Cependant, lorsque l'épaisseur de cette couche est trop élevée, sa suppression entraîne une importante diminution de l'épaisseur des piliers, limitant l'épaisseur de dépôt du chrome.

C'est pourquoi, le calibrage de la dose d'électrons doit tenir compte à la fois des effets de proximité et des pertes des dimensions induites après le lift du métal. Ainsi, pour chaque type de réseau, nous avons déterminé la dose permettant d'obtenir des cristaux photoniques dont le diamètre des trous est proche de celui visé (Tableau III-7).

Nom du réseau	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
Dose ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	140	130	170	160	190	180	210	200

Tableau III-7: Tableau récapitulatif des doses pour les réseaux de trous des motifs tests

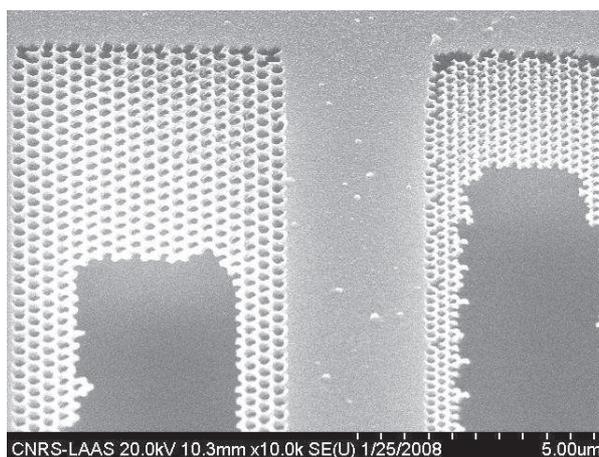


Figure III-11: Réseau de type R1 et R2 pour une dose de $180 \mu\text{C}/\text{cm}^2$

b Limites du procédé lift-off

Les essais technologiques réalisés suivant la technique de lift-off ont permis de mettre en évidence les limites de cette méthode. La première limitation provient essentiellement des défauts engendrés par les effets de proximité lors de l'étape de lithographie électronique.

La seconde limitation de ce procédé vient du dépôt métallique. Celui-ci doit être le plus directif possible afin de faciliter le lift du métal. C'est d'autant plus vrai dans notre cas que les flancs des piliers de résine ne sont pas favorables au lift du métal. Or, nous avons constaté que le dépôt n'est pas parfaitement directif : une collerette de métal apparaît d'un côté des trous (Figure III-12-a). Celle-ci montre qu'une épaisseur de métal plus importante a été déposée d'un côté du trou, ce qui a permis une certaine continuité entre le métal déposé sur le pilier et celui déposé sur la silice. Cette continuité rend difficile l'enlèvement de la résine lors du lift. Dans

certain cas, le lift n'a pas pu se réaliser et l'on voit apparaître des piliers de résine entièrement recouvert de chrome. Ceci montre la nécessité de contrôler précisément l'épaisseur du dépôt de chrome ce qui n'est réalisable qu'en utilisant des vitesses de dépôts très lentes, de l'ordre de 2 à 3 Å/s.

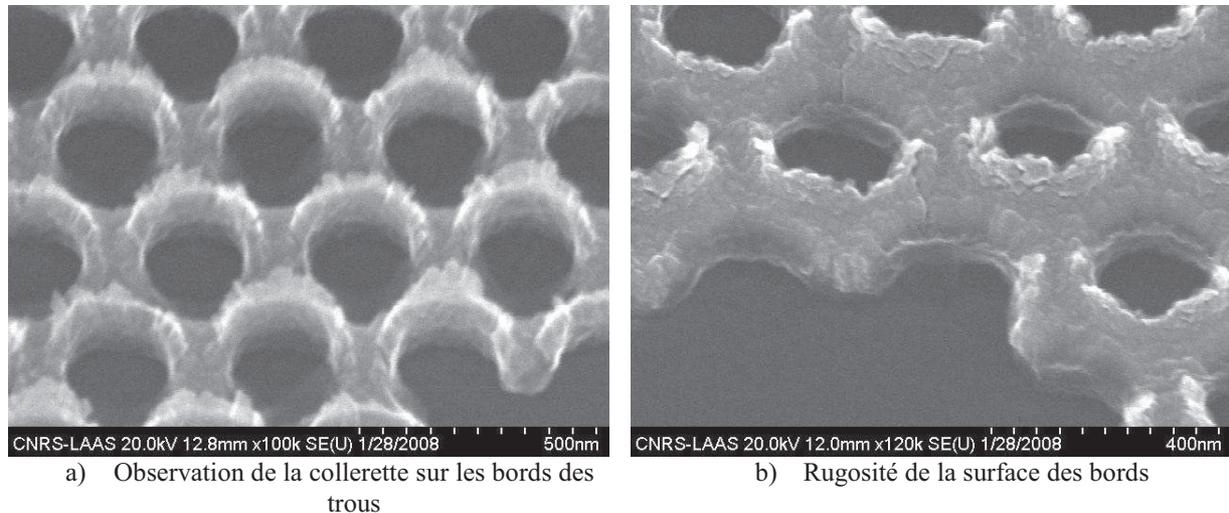


Figure III-12: Réseau R1 observé au MEB à 45° après lift-off

Enfin, les images MEB montrent une certaine rugosité sur les flancs du chrome (Figure III-12-b). Cette rugosité est inhérente au dépôt métallique. Elle va se transférer dans la silice lors de la gravure, ce qui va nuire à une parfaite définition des motifs.

Ces limitations nous ont ainsi conduit à utiliser une gravure sèche du chrome plutôt que le lift-off.

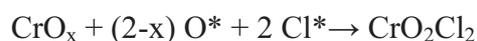
IV.3.2 Gravure ICP-RIE du chrome

a Principe

L'étude de la gravure sèche du chrome a été développée pour remplacer la gravure humide isotrope qui assurait un mauvais contrôle dimensionnel pour des motifs submicroniques. Au début des années 80, de nombreuses chimies de plasma ont été testées [37]. Cette étude a mis en évidence les rôles du chlore et de l'oxygène dans le phénomène de gravure et un mécanisme réactionnel de la gravure a été proposé : les espèces neutres réactives O* et Cl*, provenant de la dissociation des gaz réactifs, réagissent avec le chrome pour former du CrO₂Cl₂ qui est volatil à température ambiante. L'équation réactionnelle proposée est la suivante :



Nakata et al [37] ont aussi démontré que l'oxyde de chrome, qui peut se former en surface de l'échantillon, est lui aussi attaqué par la combinaison d'un plasma chlore/oxygène selon la réaction suivante :



Le produit de réaction est le même que dans le cas du chrome pur. Les auteurs ont ainsi remarqué que la gravure de l'oxyde de chrome peut intervenir même avec des gravures

contenant exclusivement du chlore (sans oxygène), utilisant l'oxygène contenu dans la couche pour former les produits de réaction volatils. C'est pourquoi, la qualité du dépôt du chrome a son importance si l'on veut qu'il constitue aussi un masque pour la gravure chlorée du GaAs. Moins la couche contiendra d'oxygène, plus elle sera résistante à la gravure chlorée.

b Etat de l'art de la gravure du chrome pour des motifs nanométriques

Grâce à la compréhension de la gravure du chrome par plasmas chlorés et oxygénés, le nombre d'applications utilisant ce procédé a fortement augmenté dans le domaine des nanotechnologies. Ainsi, la gravure sèche de motifs nanométriques dans du chrome a été utilisée pour la fabrication de masques de lithographie extrême UV [38], pour la fabrication des moules pour la nanoimpression assistée par UV [39, 40], et pour la réalisation de masque pour la gravure des cristaux photoniques dans des structures de type SOI [41, 42].

Le Tableau III-8 recense les travaux concernant la gravure sèche de motifs submicroniques dans une fine couche de chrome. Tous ces travaux font ressortir la faible sélectivité des résines électrosensibles. Plusieurs solutions ont été proposées afin de contourner ce problème. La première est la diminution de la densité de plasma en utilisant un mode de gravure RIE (faible puissance de source dans le cas de l'utilisation de bâti de gravure ICP-RIE) [18, 38]. Dans ce cas, la densité ionique est inférieure à celle présente dans les plasmas à haute densité, limitant le bombardement ionique responsable de la pulvérisation du masque de résine.

L'utilisation d'une faible puissance de polarisation est aussi conseillée pour limiter le bombardement ionique sur la résine. Cependant, diminuer la puissance de polarisation revient à diminuer l'énergie des ions lors du bombardement ionique, faisant de la gravure chimique le mécanisme de gravure prépondérant, ce qui affecte l'anisotropie de gravure.

Dans le cas de gravures de type RIE à couplage capacitif, un compromis a été trouvé, en augmentant la pression dans la chambre tout en travaillant à des puissances de polarisation modérées (> 40 W).

Ces travaux mettent bien en évidence le compromis nécessaire entre les aspects chimique et physique de la gravure RIE du chrome, afin d'obtenir un procédé ayant à la fois une bonne sélectivité vis-à-vis des masques de résine et une bonne verticalité des flancs. Dans le cas où la verticalité des flancs n'est pas parfaite, certains auteurs suggèrent de surgraver la couche de chrome pour permettre une sous gravure chimique latérale [38].

Réacteur de gravure	Gaz/ Débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance Source (W)	Résine utilisée	Epaisseur de chrome (nm)	S	Vitesse de Gravure (nm/min)	Ref.
ICP-RIE	Cl ₂ /O ₂ nc/nc	10	5	500	Résine négative (200 nm)	50	0.5	9.5	Smith [38]
RIE	Cl ₂ /O ₂ nc/nc	10	75	-	Résine negative 200 nm	50	0.5	5.3	Smith [38]
RIE	Cl ₂ /O ₂ 100/30	98	40	-	ZEP520 (400 nm)	135	0.5	7	Milenin [41]
ICP en mode RIE	Cl ₂ /O ₂ 20/2	90	50	-	AZPN11 4 (35 nm)/ HSQ (45 nm)	14	-	30	Olynick [18]

Tableau III-8: Gravure de motifs nanométriques dans une couche de chrome d'après la littérature

c Procédé de gravure du chrome développé au laboratoire

Au laboratoire, la gravure du chrome a été développée antérieurement à partir d'un procédé de gravure mettant en jeu trois gaz réactifs $\text{Cl}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ [43]. L'azote, qui est chimiquement inerte avec le chrome, a été ajouté pour augmenter la vitesse de gravure. Ce procédé a été développé pour des motifs de taille micrométrique. Une durée de l'ordre de 1 min 10 s permet de graver une couche de chrome de 50 nm d'épaisseur.

Nous avons tout d'abord déterminé la sélectivité de la résine ZEP520A. Cette sélectivité est très faible. La vitesse de gravure est de l'ordre de 600 nm/min. Cette faible sélectivité s'explique par la forte puissance de polarisation utilisée qui rend le procédé de gravure très physique.

Compte tenu de l'épaisseur maximale de résine possible et de sa sélectivité, la résine seule ne peut être utilisée, et nous nous sommes orientés sur un empilement de silice et de résine. Compte tenu de la vitesse de gravure de la silice, de l'ordre de 100 nm/min, une épaisseur de silice de 200 nm est nécessaire pour constituer le masque de gravure pour le chrome. Ce masque intermédiaire de silice sera ouvert avec le procédé à base de CHF_3 décrit précédemment.

A l'aide de ce masque, nous avons pu caractériser l'ouverture du chrome sur les motifs tests.

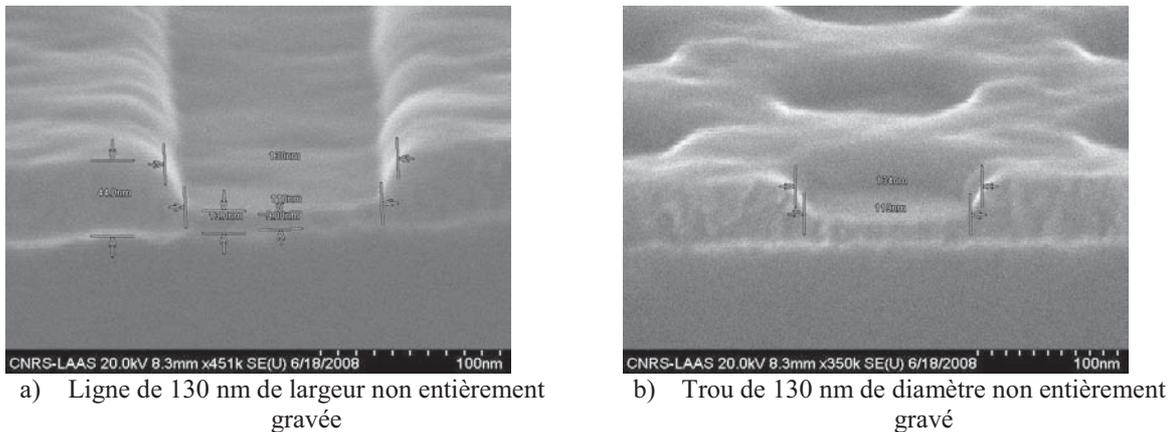


Figure III-13 Profils de gravure dans une couche de 50nm de chrome obtenus pour un faible temps de gravure

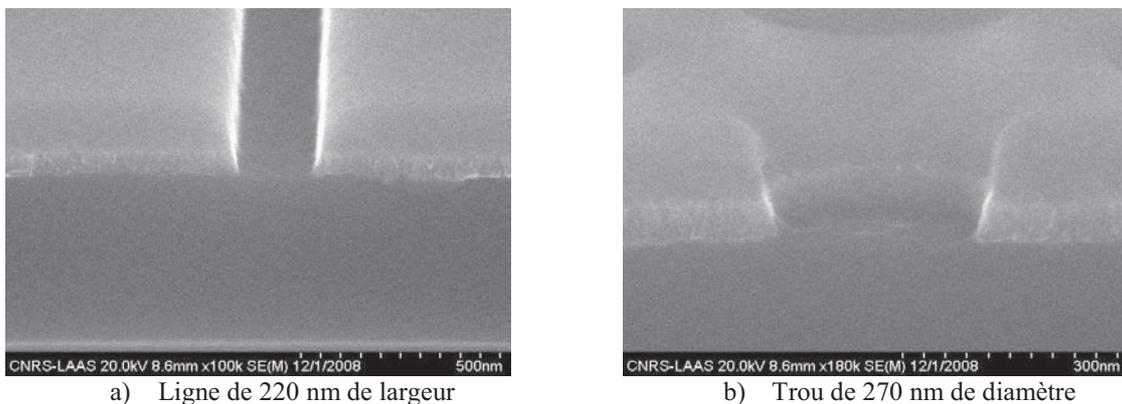


Figure III-14: Profils de gravure dans une couche de 50 nm de chrome obtenus par sur-gravure

Les profils des flancs dans la couche de chrome dépendent du temps de gravure. Pour la première gravure, nous avons volontairement fixé le temps de gravure de manière à ne pas graver entièrement la couche de chrome. Nous procédons ensuite au retrait de la couche de

silice constituant le masque par gravure sèche, pour pouvoir observer ces profils. Par observation des profils au MEB, on observe une pente de l'ordre de 12° pour des lignes de 130 nm de largeur et des trous de 130 nm de diamètre (Figure III-13-a et b). Le procédé de gravure n'est donc pas parfaitement optimisé pour l'obtention de flancs de gravure parfaitement verticaux. Afin d'améliorer la verticalité des flancs, nous réalisons une seconde gravure dont le temps sera fixé de manière à légèrement sur-graver le chrome. Pour cet essai, le masque de silice restant sera préservé. Par observation des profils de gravure au MEB, on constate une amélioration de la verticalité des flancs (Figure III-14-a et b). Cette amélioration permet de limiter la perte de cotes lors du transfert.

Ainsi, une bonne définition des motifs nanométriques peut être obtenue dans le chrome par gravure sèche.

d Limite actuelle de la gravure du chrome et perspectives

Ce procédé possède certains points faibles. Le point faible le plus préjudiciable est la faible résistance des résines électrosensibles à cette gravure. En effet, il serait préférable de transférer les motifs définis dans la résine directement dans le chrome. Cela permettrait de supprimer une étape de dépôt et de gravure supplémentaire, de manière à limiter le nombre de couches et à assurer un meilleur contrôle dimensionnel des structures lors du transfert. Cette faible résistance s'explique par la valeur élevée de la puissance de polarisation utilisée. On peut néanmoins développer un nouveau procédé qui aura une plus faible vitesse de gravure, mais qui permettra l'utilisation du polymère électrosensible seul en tant que masque, en diminuant la puissance de polarisation et en augmentant la pression.

De plus, le profil incliné des flancs obtenu par ce procédé nécessite une surgravure, pour favoriser l'attaque chimique des bords. Cependant, le bombardement ionique produit sur la silice par cet excès de temps de gravure va induire des défauts au niveau du profil de gravure qui pourront se répercuter lors de la gravure fluorée de cette couche.

Pour la suite de notre étude, ce procédé sera utilisé pour la gravure des cristaux photoniques dans la couche de chrome de 50 nm d'épaisseur. Pour cette gravure, une couche de 200 nm de SiO_2 déposée en PECVD constituera le masque. Les motifs définis dans la résine ZEP520A seront ensuite transférés dans cette couche par une gravure sèche à base de CHF_3 .

IV.4 Gravure de la silice pour les cristaux photoniques

La gravure de la silice a été très largement étudiée dans la littérature, l'oxyde de silicium étant le matériau constituant l'oxyde de grille des transistors de la technologie CMOS. Nous nous proposons d'étudier dans cette partie la gravure des motifs nanométriques dans 500 nm de SiO_2 déposé en PECVD. Afin de contrôler les dimensions lors du transfert, une grande anisotropie de la gravure est obligatoire.

IV.4.1 Principe général de la gravure de la silice

La silice est généralement gravée à l'aide de plasma fluoro-carbonés comme le CHF_3 , CF_4 , C_4F_8 ou encore par le SF_6 . Les espèces réactives du plasma (F et CF_x) réagissent avec la silice pour former des composés volatils. La gravure du SiO_2 est dépendante du bombardement ionique [19]. Si celui-ci est insuffisant, une couche de passivation (polymère à base de CF_x) se dépose sur la surface de l'échantillon inhibant la gravure. Lorsque le bombardement

ionique dépasse un certain seuil, la vitesse d'érosion du polymère est alors supérieure à la vitesse de dépôt, permettant ainsi la gravure du SiO₂. Cette compétition entre les phénomènes de gravure et de dépôt gêne l'obtention de flancs parfaitement verticaux, pour des motifs submicroniques dans la silice.

IV.4.2 Mise en place d'un procédé de gravure de la silice permettant l'obtention de profils verticaux

Afin de limiter les pertes de cotes par transfert dans la couche épaisse de silice, nous devons développer un procédé de gravure permettant l'obtention de profils verticaux.

Dans un premier temps, nous avons utilisé le procédé de gravure sèche qui a déjà été présenté Tableau III-4. Ce procédé constitue le point de départ de notre étude.

Les profils de gravure, obtenus à l'aide de ce procédé, ont été observés au MEB.

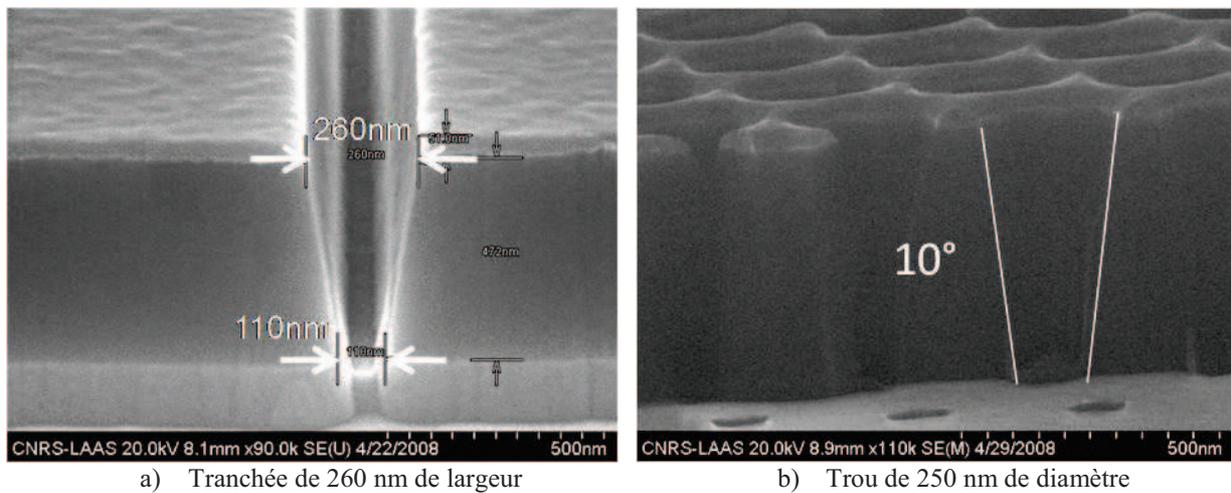


Figure III-15: Profils des flancs de silice

Sur les images MEB (Figure III-15-a et b), nous avons mesuré un angle de 10° entre les flancs et la verticale. La valeur élevée de cet angle engendre une perte au niveau des diamètres des trous du cristal photonique trop importante. Ainsi, la largeur de la tranchée varie de 260 nm en surface à 110 nm au niveau du substrat de GaAs, soit une réduction de 58%. Cette réduction des dimensions est due à la mauvaise anisotropie de la gravure et ne permet pas d'envisager l'utilisation de ce procédé pour la fabrication des cristaux photoniques.

Deux solutions sont possibles pour améliorer la verticalité de la gravure de la silice: soit un gaz inerte tel que l'argon est rajouté au CHF₃ afin d'augmenter le bombardement ionique, soit nous utilisons une autre chimie de plasma à base de CF₄/O₂. Dans les deux cas, le but est de minimiser la couche de passivation à l'origine de la non verticalité des flancs, en la consommant à l'aide de l'oxygène ou en augmentant le bombardement ionique à l'aide de l'argon. Nous avons opté pour l'utilisation d'une chimie CF₄/O₂.

Gaz	Flux (sccm)	Puissance source (W)	Puissance de polarisation (W)	Pression (mTorr)	Température du porte-échantillon (°C)
CF ₄ /O ₂	50/5	500	40	5	20

Tableau III-9: Paramètres du procédé de gravure à base de CF₄/O₂

Le procédé décrit Tableau III-9 a permis de diminuer l'angle des flancs de gravure avec la verticale, désormais de l'ordre de 6° (Figure III-16). Ce procédé n'est pas encore parfait. Une étude plus précise sur les débits des gaz ou la pression permettrait peut-être de diminuer encore cet angle.

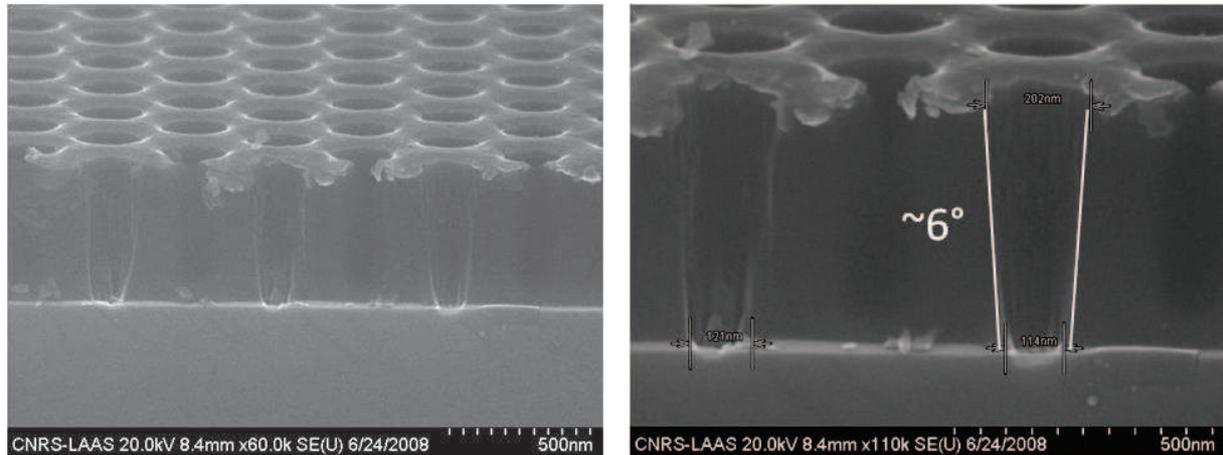


Figure III-16: Profils de gravure obtenus par le procédé à base de CF_4/O_2

IV.4.3 Comparaison avec les profils de gravure obtenus dans la littérature

Nous comparons les résultats obtenus sur la verticalité des flancs à ceux de la littérature : Karouta et al obtiennent un angle de 4° avec la verticale pour des trous de 215 nm de diamètre ouverts dans 500 nm de SiO_2 par une gravure RIE à base de CHF_3 . Dans le cas des groupes utilisant des masques de type SiN_x , les meilleurs résultats obtenus à ce jour ont été obtenus par Pommereau et al [8] : des trous de 240 nm de diamètre dans 400 nm de SiN_x , gravés à l'aide d'un procédé RIE à base de C_2F_6 , forment un angle avec la verticale de 3° .

Il est intéressant de noter que ces deux résultats ont été réalisés à l'aide de gravure RIE à couplage capacitif. La faible densité du plasma comparée à celle d'un bâti ICP permet de limiter la dégradation de la résine électrosensible, augmentant ainsi sa sélectivité. De plus, la vitesse de gravure est plus faible pour ce genre de procédé, ce qui permet un meilleur contrôle de la verticalité des flancs lors de la gravure.

La verticalité des flancs obtenue lors de notre procédé n'est pas idéale, néanmoins, nous conserverons ce procédé de gravure pour la fabrication du masque. Une étude reliant les diamètres des trous après insolation et après ouverture complète du masque sera nécessaire afin de déterminer le pourcentage perdu lors du transfert dans tout l'empilement.

IV.5 Conclusion de la stratégie de masquage

Le développement d'une stratégie de masquage pour la gravure des cristaux photoniques à fort rapport d'aspect s'avère particulièrement complexe. Le masque développé doit être suffisamment résistant au procédé de gravure chlorée des alliages GaAlAs et les dimensions des motifs doivent être conservées lors de leurs transferts dans le masque. Une structure multicouche mettant en œuvre un empilement de quatre couches, silice, chrome, silice et résine a été établie à la suite de plusieurs tests qui ont mis en évidence les limitations de chacun des matériaux. Elle est représentée Figure III-17.

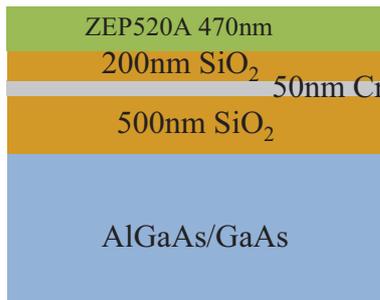


Figure III-17: Empilement final constituant le masque de gravure

Le nombre de niveaux est plus important que ceux rapportés dans la littérature. Une amélioration du procédé de gravure du chrome permettrait d'augmenter la sélectivité de la résine et d'éviter de déposer la couche supérieure de SiO₂, réduisant le nombre de niveaux à trois. Cependant, il semble difficile de réduire davantage le nombre de niveaux pour la gravure de trous de diamètres inférieurs à 200 nm.

L'anisotropie de gravure n'étant pas parfaite dans les procédés développés, nous devons tenir compte de la réduction des dimensions induite lors de l'ouverture du masque, dans la conception des structures étudiées. A cet effet, nous avons caractérisé les pertes des cotes en fonction de la taille et de la géométrie des motifs submicroniques, par comparaison entre les dimensions mesurées au niveau de la résine (après révélation) et celles mesurées au niveau du GaAs (après ouverture du masque).

La Figure III-18 représente l'évolution des pertes des cotes en fonction des dimensions des motifs mesurés dans la résine. Les pertes augmentent lorsque les dimensions diminuent pour toutes les structures (tranchées isolées ou réseaux de trous). On observe une réduction des dimensions de 40% pour des diamètres de trous inférieurs à 200 nm.

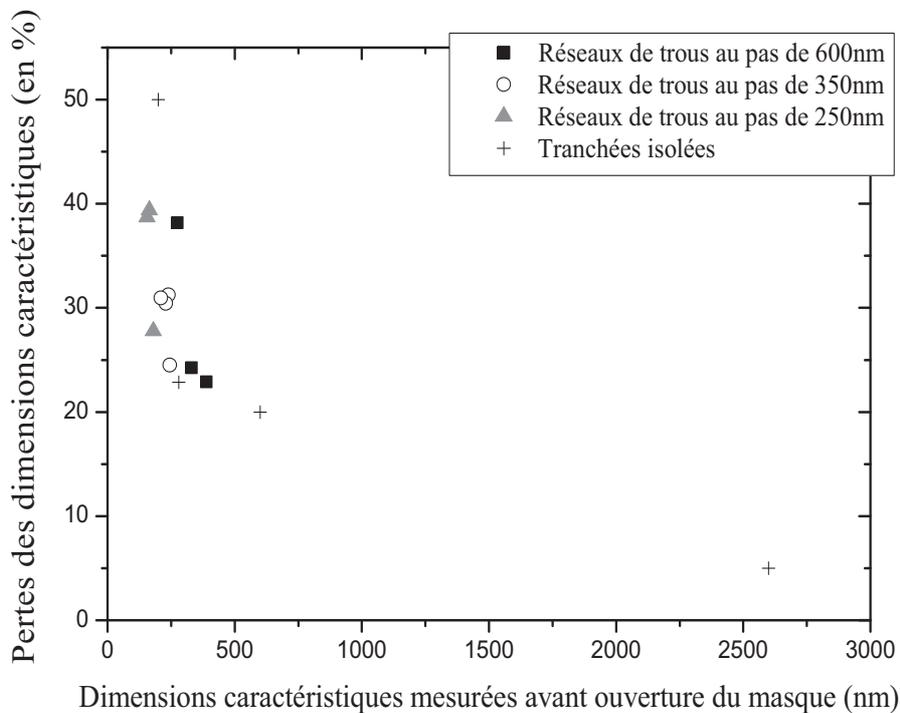


Figure III-18: Pertes des dimensions des différentes structures

V GRAVURE A FORT RAPPORT D'ASPECT DANS LE SYSTEME ALGAAS/GAAS

Après l'établissement d'une stratégie de masquage efficace, nous mettons au point un procédé de gravure profonde de cristaux photoniques en filière GaAs. Le procédé de gravure chlorée de base, décrit Tableau III-4, servira de point de départ à cette étude. A partir des résultats obtenus à l'aide ce procédé, nous étudierons plus particulièrement l'impact de l'azote ou de l'oxygène dans la passivation des flancs de gravure. Puis, nous développerons un procédé de gravure original multi-étapes, qui reprend les principes de la gravure profonde dans la filière silicium. Enfin, nous discuterons les résultats obtenus avec les différents procédés et les améliorations nécessaires pour atteindre les profondeurs de gravure visée.

V.1 Etude de la gravure profonde avec le procédé de base

Comme nous l'avons déjà mentionné, le procédé de gravure développé pour la réalisation de miroirs de Bragg constitue le point de départ de notre étude. Nous allons appliquer ce procédé sur un substrat de GaAs, et caractériser les profondeurs obtenues ainsi que les profils des flancs des motifs tests décrits Figure III-7.

Après la réalisation du masque selon la stratégie mise en place, les motifs sont transférés dans le GaAs par une gravure de 6 minutes à l'aide de ce procédé.

Les résultats de cette gravure sont représentés Figure III-19. Dans le cas des motifs 1D, des profondeurs de gravure de $6.7\ \mu\text{m}$ et $1.6\ \mu\text{m}$ ont été atteintes, respectivement dans des tranchées de $2.5\ \mu\text{m}$ et $130\ \text{nm}$ de largeur. Par contre, il est impossible de donner une estimation de la profondeur des trous constituant les cristaux photoniques, en raison des défauts trop importants sur les profils de gravure. Ces défauts existent aussi sur les profils des tranchées.

En effet, on observe très clairement sur les images MEB de la Figure III-19 une érosion des motifs dans leurs parties supérieures. Cette érosion, déjà très marquée pour des tranchées, est irrémédiable dans le cas des réseaux de trous, puisque la paroi entre les plus proches voisins est entièrement gravée, amenant une jonction entre ceux-ci. On remarque que la gravure latérale est accentuée dans le cas de motifs bidimensionnels comparés aux tranchées. Cette gravure latérale très significative située sous le masque de silice peut avoir deux origines.

La première origine est liée à la distorsion de la trajectoire des ions, dont la cause est le « facettage » du masque. Cet effet est illustré sur la Figure III-19-d par l'inclinaison des flancs du masque de silice au niveau des cristaux photoniques.

La seconde origine est liée à un phénomène de gravure chimique latérale sous le masque par les espèces neutres réactives présentes dans le plasma.

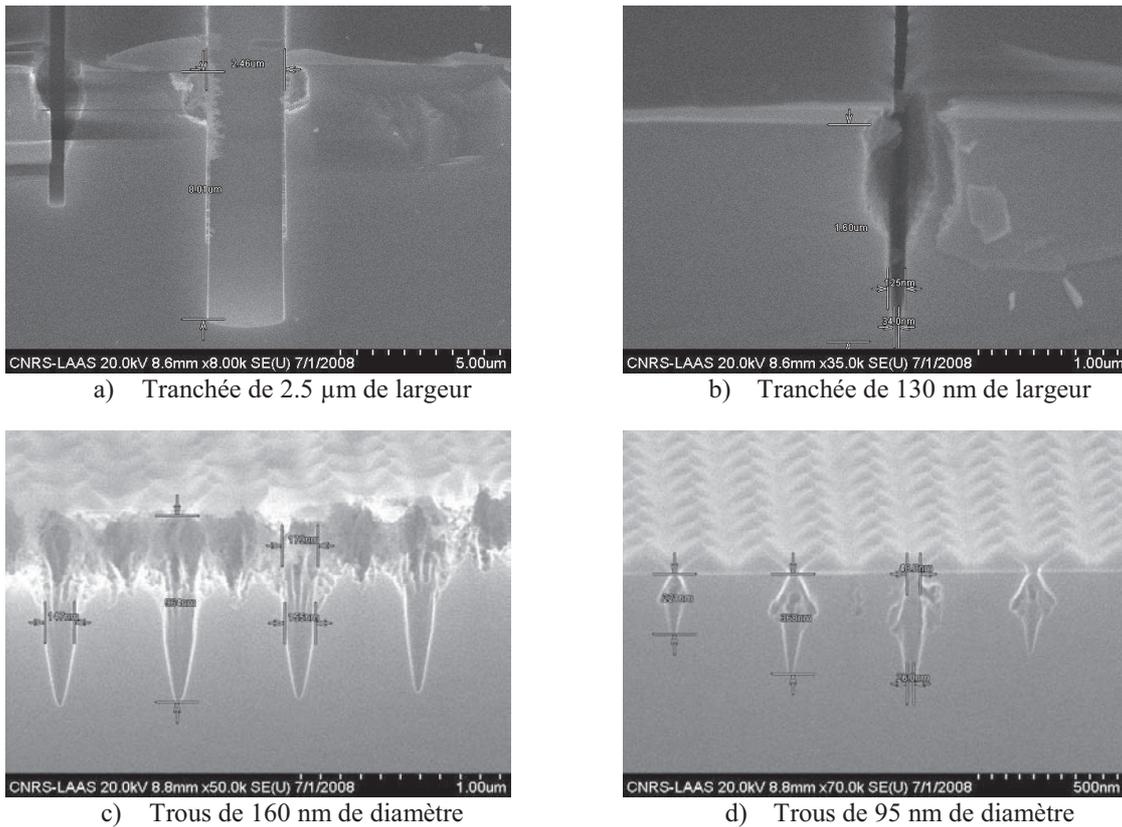


Figure III-19: Profils de gravure observés au MEB

On observe sur les photos MEB que l'érosion est uniquement localisée dans la partie supérieure des structures, et devient de plus en plus importante lorsque les dimensions des motifs se réduisent. La forme de la gravure latérale n'est pas uniforme et se situe une centaine de nanomètres en dessous du masque, ce qui ne correspond pas à une gravure chimique sous le masque. On attribue donc ce phénomène au facettage du masque. Pour des trous de très faibles dimensions (< 100 nm, Figure III-19-d), on observe une pente réentrant des profils de gravure des flancs dans la partie supérieure des motifs. Cette forme des flancs suggère que le phénomène de gravure prépondérant est lié aux ions réactifs diffractés sur les flancs du masque de silice. Cette forme s'apparente au cône de collection des ions diffractés sur les facettes du masque, confirmant la première hypothèse.

Ainsi, le procédé de gravure chlorée constituant le point de départ de notre étude est inadapté à la gravure à fort rapport d'aspect. Néanmoins, il nous a permis d'identifier les principaux défauts de gravure. Ces défauts mettent en évidence la nécessité de protéger les flancs de gravure tout au long du procédé, de manière à éviter l'érosion due au bombardement ionique dans leur partie supérieure.

C'est pourquoi, de la même manière que dans la filière InP, nous allons étudier la passivation des flancs de gravure par ajout d'azote ou d'oxygène dans la gravure chlorée.

V.2 Impact de l'azote et de l'oxygène dans les procédés de gravures chlorées pour la réalisation de cristaux photoniques à fort rapport d'aspect dans le GaAs

Dans ce paragraphe, nous discuterons de l'effet de l'azote et de l'oxygène dans la gravure. L'objectif est de déterminer leur rôle dans la passivation in-situ des flancs de gravures.

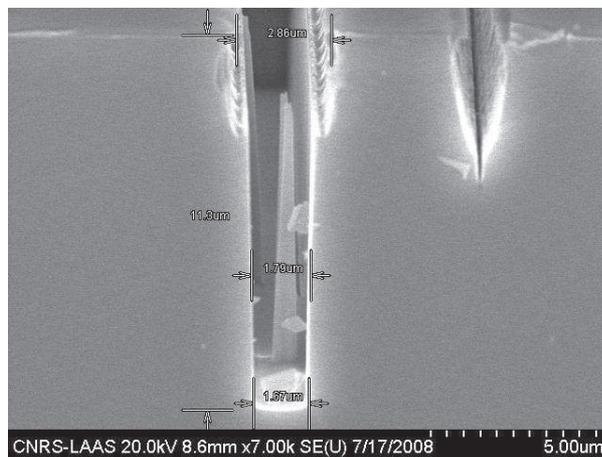
V.2.1 Ajout d'oxygène dans la gravure à base de Cl_2/N_2

Intuitivement, on pourrait penser que l'ajout d'oxygène dans le plasma de gravure pourrait participer à la passivation en oxydant les flancs de gravure. En effet, la formation d'une fine couche d'oxyde protégerait les flancs de toute attaque chimique par les espèces réactives chlorées du plasma et limiterait l'érosion due au bombardement ionique.

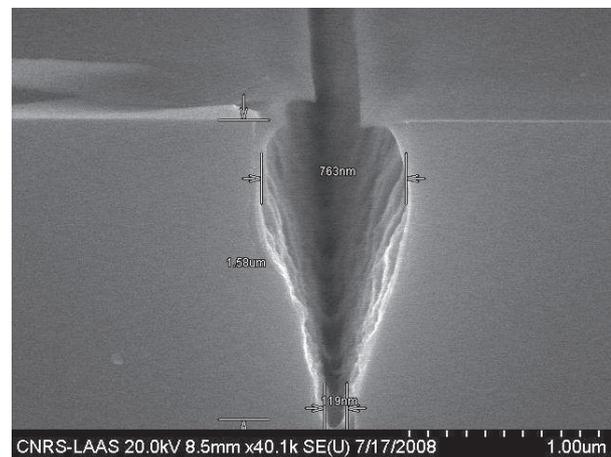
Pour étudier les effets de l'ajout d'oxygène, nous avons introduit une quantité d'oxygène à raison de 5 sccm dans le procédé de base. Les paramètres du plasma sont décrits dans le Tableau III-10. Ce procédé de gravure a été appliqué pendant une durée de 6 minutes.

Flux Cl_2 (sccm)	Flux N_2 (sccm)	Flux O_2 (sccm)	Puissance source (W)	Puissance de polarisation (W)	Pression (mTorr)	Température du porte-échantillon ($^{\circ}\text{C}$)	Temps de gravure (min)
80	10	5	500	60	5.5	30	6

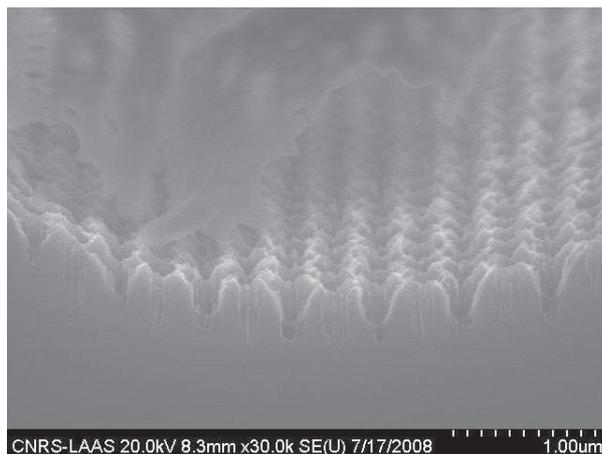
Tableau III-10: Paramètres du plasma avec ajout d'oxygène



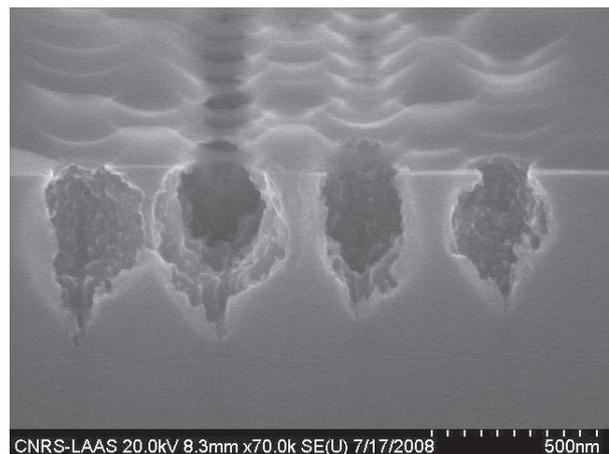
a) Tranchée de 2.5 μm de largeur



b) Tranchée de 130 nm de largeur



c) Réseau de trous de 165 nm de diamètre



d) Réseau de trous de 130 nm de diamètre

Figure III-20: Profils des structures gravées à l'aide du procédé à base de $\text{Cl}_2/\text{N}_2/\text{O}_2$

Les images MEB de la Figure III-20 contredisent l'hypothèse de passivation par oxydation des flancs. En effet, l'ajout d'oxygène a augmenté la gravure latérale. Dans le cas des

structures à cristal photonique, cette gravure provoque la jonction entre les trous pour des facteurs de remplissage élevés (Figure III-20-c). En observant les profils obtenus pour toutes les structures, on constate que la gravure latérale est plus prononcée et se situe sur toute la profondeur des structures (Figure III-20-b et d), même sous le masque de silice, ce qui est caractéristique d'une gravure à caractère chimique.

L'augmentation du caractère chimique de la gravure avec l'ajout d'oxygène dans le plasma est difficile à expliquer. Dans le cas des plasmas ICP à base de Cl_2/O_2 , une augmentation de la dissociation des molécules de Cl_2 a été montrée [44]. On suppose ainsi que le nombre de radicaux libres présents dans le plasma augmente, favorisant une gravure chimique réactive. Murad et al [45] ont aussi observé dans un plasma RIE $\text{SiCl}_4/\text{SiF}_4$ que l'ajout d'une petite quantité d'oxygène, augmentait la dissociation du SiCl_4 en espèces Cl_x , réactives, plus favorable à la gravure que le SiCl_2 qui est non volatil. L'augmentation de la quantité d'espèces Cl_x , observée par le spectre d'émission optique de la décharge plasma (OES) provoque une augmentation de la vitesse de gravure, et engendre l'apparition d'une gravure latérale. De plus, les travaux de Varoutsis et al [46], concernant la gravure de micro-piliers dans l'empilement GaAs/AlAs par une gravure RIE à base de SiCl_4 , confirment l'accroissement de la dissociation du SiCl_4 en espèces Cl_x , augmentant ainsi la vitesse de gravure. Ces travaux soulignent en outre l'apparition du dépôt d'un film de SiO_x sur la surface des micro-piliers. Ce dépôt assure la protection des flancs lors de la gravure, permettant l'obtention de micro-piliers à grand facteur de qualité.

On peut donc supposer que l'ajout d'oxygène a augmenté la dissociation du Cl_2 et qu'il est à l'origine de l'augmentation de la gravure chimique par les radicaux chlorés.

Ainsi, l'oxygène ajouté dans une gravure chlorée ne joue pas le rôle d'un gaz passivant. Bien au contraire, cet ajout aggrave la gravure latérale, lui donnant un caractère très chimique. Il semblerait donc que l'oxygène a plus d'influence sur les espèces réactives du plasma que dans les mécanismes de gravure et de passivation du GaAs.

V.2.2 Influence de l'azote sur les flancs de gravure

Dans la filière GaAs, il a été démontré que l'ajout d'azote en quantité suffisante dans une gravure chlorée à base de BCl_3 permet la protection des flancs de gravure [47]. Nous avons étudié le rôle de l'azote dans la passivation des parois des motifs en faisant varier la quantité d'azote dans le procédé de base.

Tout en travaillant à un flux total constant de 90 sccm, nous modifions le ratio Flux N_2 /Flux Total jusqu'à ce que celui-ci atteigne la valeur de 0.5. Expérimentalement, ce ratio ne peut pas dépasser cette valeur. Augmenter ce ratio revient à augmenter le débit d'azote, mais le flux maximal admissible par le bâti ne peut être supérieur à 50 sccm.

a Impact de l'augmentation du ratio d'azote sur les profils de gravure des tranchées

D'après les photos MEB du Tableau III-11, on constate que la modification du ratio Flux N_2 /Flux total a un effet sur la forme des flancs de gravure. On remarque clairement que l'érosion latérale diminue lorsque le pourcentage d'azote dans le plasma augmente.

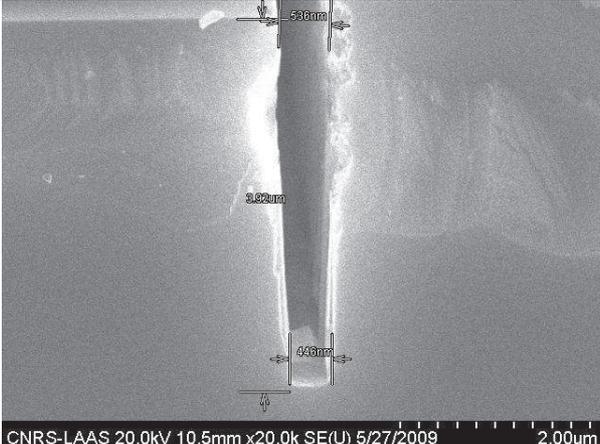
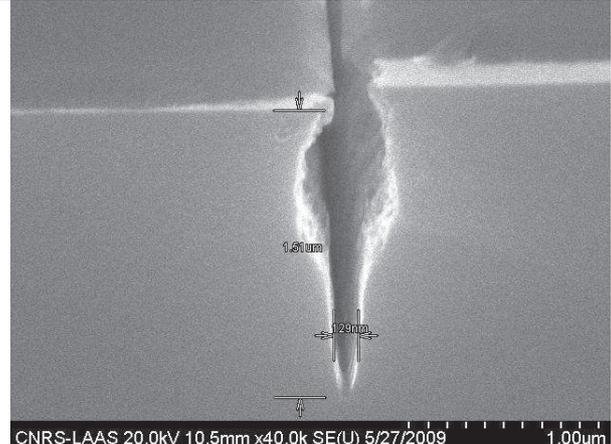
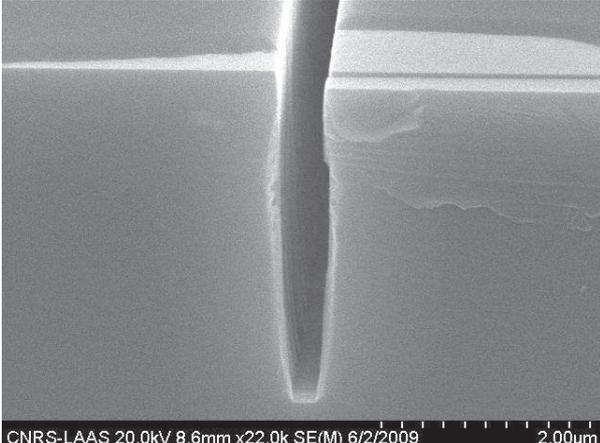
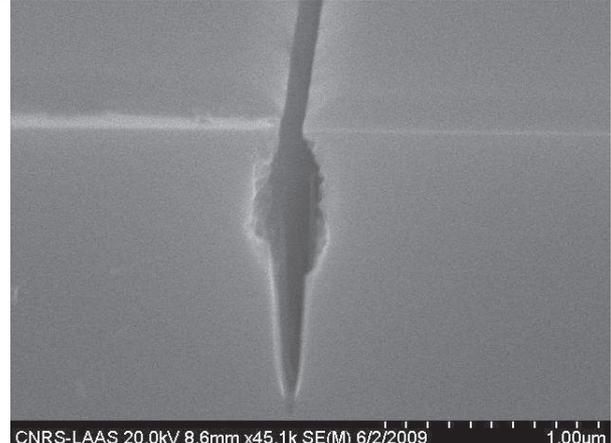
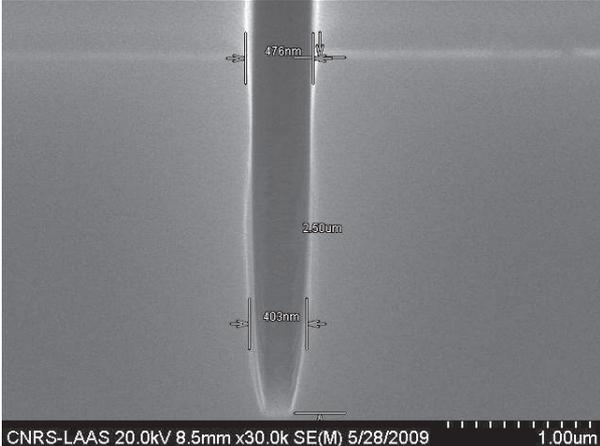
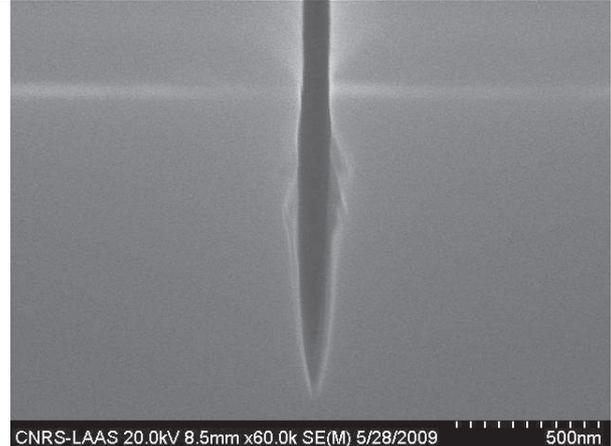
Flux Cl ₂ /Flux N ₂ (sccm)	Tranchée de 500 nm	Tranchée de 130 nm
70/20 (sccm)		
60/30 (sccm)		
45/45 (sccm)		

Tableau III-11: Profils de tranchées de 500 nm et de 130 nm de largeur observés au MEB

Bien que la gravure latérale diminue, on observe l'apparition de deux défauts de gravure avec l'augmentation du pourcentage d'azote: les flancs sont légèrement concaves ce qui suggère un effet de « bowing », et les fonds des structures gravées ont un profil en pointe pour les structures de faibles dimensions. Ce profil peut s'expliquer par la diminution des espèces réactives présentes au fond des structures présentant un fort rapport d'aspect car moins d'espèces chlorées sont présentes dans le plasma, du fait de l'augmentation du ratio Flux N₂/Flux Total.

Les profils concaves des flancs de gravure mettent en évidence un effet de « bowing ». Il est probablement le résultat de la réflexion des ions sur les facettes du masque, comme dans le cas du phénomène de facettage.

La Figure III-21 montre que la profondeur gravée diminue lorsque l'on augmente la quantité d'azote, ce qui signifie que la vitesse de gravure diminue en présence d'azote. Cet effet était prévisible puisque l'on diminue le nombre d'espèces réactives chlorées dans le plasma. On remarque aussi que la réduction de la vitesse de gravure augmente avec la largeur de tranchées. En effet, pour des tranchées de largeur inférieure à 200 nm, le phénomène prépondérant de la réduction des vitesses de gravure est la collection et la diffusion des espèces réactives (ions ou neutres réactifs) à l'intérieur des structures à fort rapport d'aspect, et non la quantité d'espèces réactives totales dans le plasma, ce qui est caractéristique de l'effet ARDE. Au contraire, pour des lignes de 2.5 μm de largeur, la vitesse de gravure est directement liée à la quantité des espèces réactives dans le plasma.

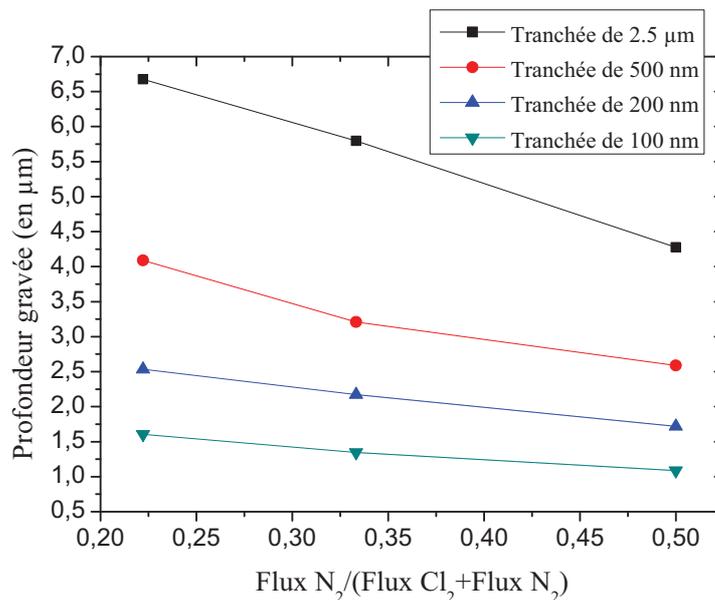


Figure III-21: Evolution de la profondeur de gravure des différentes tranchées en fonction du ratio Flux N_2 /Flux Total

b Impact de l'augmentation du ratio d'azote sur les profils de gravure des trous du cristal photonique

La détermination du flux d'azote a un impact essentiel sur le profil de gravure des trous. En effet, en quantité insuffisante, les trous se rejoignent dans la partie supérieure. En revanche, lorsque le ratio Flux N_2 / Flux Total augmente, la gravure latérale diminue et la jonction entre les plus proches voisins ne se produit pas (Tableau III-12).

Cependant, comme dans le cas des tranchées, le « bowing » augmente avec la quantité d'azote pour des trous de 300 nm de diamètre. On constate néanmoins que le « bowing » est moins important, voire quasiment inexistant pour des trous de diamètre inférieur à 100 nm.

On remarque aussi une réduction de la rugosité de la surface des parois avec l'augmentation de la quantité d'azote pour tous les diamètres de trous.

La Figure III-22 montre l'évolution de la profondeur gravée en fonction du diamètre des trous pour deux cas de ratio Flux Cl_2 /Flux N_2 : dans le premier cas, le ratio est égal à 60/30, dans le second cas il est égal à 45/45. Pour des ratios inférieurs à 60/30, la profondeur gravée n'a pu être mesurée en raison de la jonction entre les trous du cristal photonique.

L'effet ARDE est présent dans les deux cas de gravure. On remarque aussi que pour des diamètres de trous inférieurs à 100 nm, les profondeurs de gravure sont équivalentes. Comme dans le cas des lignes, pour ces diamètres très faibles, la gravure n'est plus limitée par la quantité d'espèces réactives globales, mais par celle pouvant atteindre les fonds des motifs pour ces structures à fort rapport d'aspect.

Flux Cl ₂ /Flux N ₂ (sccm)	Trous de 300 nm de diamètre	Trous de 95 nm de diamètre
70/20 (sccm)		
60/30 (sccm)		
45/45 (sccm)		

Tableau III-12: Profils des trous de 300 nm et de 95 nm de diamètre observés au MEB

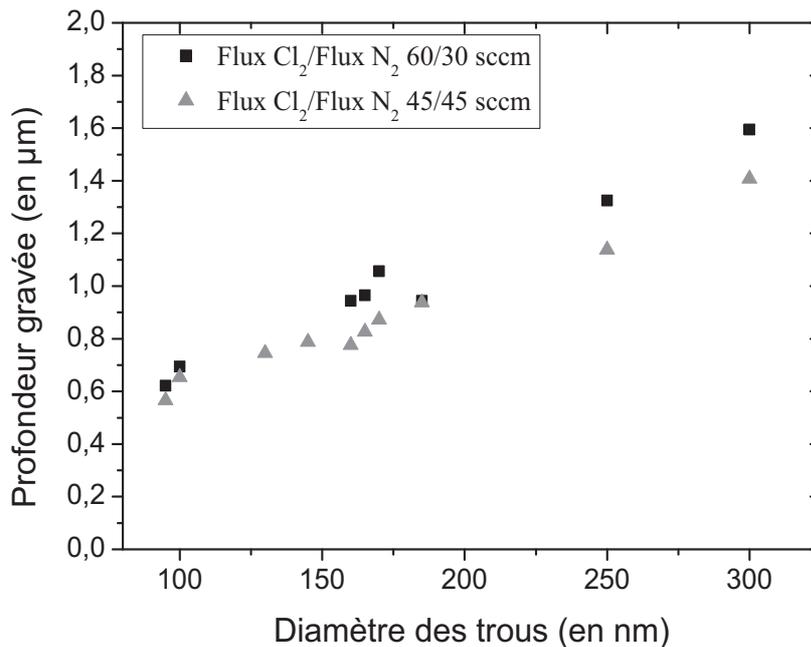


Figure III-22: Evolution de la profondeur gravée en fonction du diamètre des trous pour deux proportions d'azote

- Limite de l'ajout de N₂

L'augmentation du pourcentage d'azote dans le plasma chloré permet de supprimer la gravure latérale lorsque celui-ci est ajouté en quantité suffisante. Cependant, la vitesse de gravure diminue aussi et ne permet pas d'obtenir les rapports d'aspect souhaités. En outre, la sélectivité du masque n'augmente que très légèrement avec la quantité d'azote. Une élévation de la puissance de polarisation est possible pour limiter la réduction de la vitesse de gravure, mais cette augmentation risque de dégrader le masque par pulvérisation.

Cette solution n'est donc pas envisageable pour la fabrication des cristaux photoniques même si la forme des profils et la rugosité des parois ont été améliorées.

- Effet de l'azote sur la passivation

Le rôle de l'azote sur la passivation des flancs n'a toujours pas été éclairci. Seule une analyse chimique des parois nous permettrait de savoir si une couche de protection contenant de l'azote se forme sur celles-ci. Des travaux de Braive et al [48] ont révélé la présence d'une couche amorphe de 3 nm d'épaisseur sur les parois des trous du cristal défini dans une membrane de GaAs par une gravure ICP-RIE à base de Cl₂/N₂. Les auteurs attribuent cette couche à un dépôt de silice identique à celui obtenu lors de la gravure chlorée dans la filière InP [26]. Il apparaît plus crédible au vu des profils obtenus, que l'azote joue principalement un rôle de gaz porteur, diluant les espèces chlorées réactives et augmentant la pulvérisation de la surface. La diminution des espèces chlorées dans le plasma permet de réduire les défauts de gravure liés à la déflexion de la trajectoire des ions chlorés (bowing, facettage), atténuant la gravure latérale. Mais cette diminution entraîne aussi une réduction de la vitesse de gravure dans le GaAs, ce qui est peu favorable à la réalisation de structures à fort rapport d'aspect. Une autre solution doit être envisagée pour la passivation des flancs de gravure.

Ainsi, un procédé de gravure contenant une seule étape ne permet pas d'obtenir les profondeurs de gravure désirées. Réussir à développer un tel procédé permettant à la fois la gravure et la passivation des flancs semble impossible. C'est pourquoi, nous nous proposons de découpler ces deux phénomènes en développant un procédé en plusieurs étapes successives, que nous appellerons procédé multi-étapes. Ce procédé alternera entre des étapes de gravure et des étapes de passivation.

V.3 Développement d'un procédé de gravure multi-étapes de type Bosch pour la gravure à fort rapport d'aspect dans le GaAs

V.3.1 Introduction

Dans la filière InP, l'ajout d'oxygène ou d'azote dans les procédés de gravure suffit à passiver les flancs des structures, de manière à annihiler la gravure latérale. Cette passivation intervient directement pendant la gravure. Dans la filière GaAs, nous avons démontré que l'ajout d'oxygène dans le plasma n'avait aucun effet de passivation, et augmentait au contraire la gravure chimique. De même, l'azote ne semble pas jouer un rôle majeur dans la protection des flancs. Son apport est de diluer les espèces chlorées réactives dans le plasma. Ainsi, aucun de ces deux gaz ne semblent adéquats pour passiver les flancs du GaAs lors de la gravure.

En revanche, utilisés en alternance avec un plasma chloré, ces gaz peuvent avoir un tout autre effet. S'ils ne sont plus mélangés avec le chlore, ils ne participent plus aux réactions chimiques et aux phénomènes d'ionisation et de dissociation à l'intérieur du plasma. Autrement dit, un plasma contenant une seule de ces espèces (O_2 ou N_2) peut avoir une influence totalement différente sur les flancs de gravures lorsqu'il est alterné avec un plasma chloré.

Dans la littérature, l'alternance entre plasma de gravure et plasma de dépôt dans la filière GaAs a été mise en œuvre dans le cas de la gravure profonde de structures micrométriques : des tranchées de $1.6\ \mu\text{m}$ de largeur ont pu être gravées sur $10\ \mu\text{m}$ de profondeur [49]. Ce procédé alterne la gravure RIE par plasma chloré à base de $\text{SiCl}_4/\text{N}_2/\text{O}_2$ et le dépôt de silice à l'aide d'un procédé utilisant les mêmes gaz, mais à des quantités différentes et pour des conditions différentes (pression, puissance de polarisation et puissance source). Le point clé de cette méthode repose sur le fait que le dépôt de silice est très proche des procédés PECVD faisant intervenir du SiCl_4 et de l' O_2 . L'inconvénient est que l'épaisseur de silice déposée est très importante (de l'ordre de $300\ \text{nm}$ en haut des structures), ce qui n'est pas compatible avec les structures à cristaux photoniques. De plus, par la nature des gaz utilisés, le dépôt de silice lors des cycles de dépôt est uniforme sur toute la surface, ce qui signifie que la silice s'ajoute à chaque fois sur les flancs déjà passivés et qu'il faudra pulvériser cette couche dans le fond des structures si l'on veut poursuivre la gravure. Cette couche résistante à la gravure chlorée est un obstacle à la gravure profonde à fort rapport d'aspect. N'ayant pas de ligne de gaz SiCl_4 au laboratoire, nous ne pouvons utiliser cette méthode. Néanmoins, cette méthode originale confirme l'idée d'une gravure par étapes successives de cycles de gravure/passivation par dépôt.

L'idée de l'alternance entre un plasma de gravure et un plasma de passivation n'est pas exclusive de la gravure du GaAs. Bien au contraire, cette méthode est couramment employée lors de la gravure profonde du silicium (Deep-RIE ou DRIE). Nous nous proposons d'adapter pour la première fois à notre connaissance la Deep-RIE du silicium à la filière GaAs. Nous

pourrons ainsi mieux déterminer l'impact des plasmas d'azote ou d'oxygène sur la passivation des flancs de gravure.

V.3.2 Principe de la DRIE du silicium

La gravure profonde du silicium est une technique couramment employée dans la technologie MEMS afin de graver des structures profondément dans le substrat de silicium, voire de traverser entièrement le wafer. Ce procédé est plus connu sous le nom de procédé « Bosch ». Il peut aussi être utilisé pour la gravure de nanostructures de type piliers dans le silicium [50]. Cette technique repose sur la succession d'étapes de gravure à l'aide d'un plasma SF_6 et de dépôt d'un polymère par plasma C_4F_8 . Ce procédé utilise les caractéristiques de polymérisation par des espèces CF_x des gaz fluoro-carbonés tels que le C_4F_8 . Alors que la polymérisation par le téflon est un inconvénient pour la gravure de la silice ou du silicium, elle s'avère être un atout pour protéger les flancs gravés. Contrairement à une couche de SiO_2 , ce film polymère est beaucoup moins résistant au bombardement ionique. Il va donc être partiellement pulvérisé lors de l'étape de gravure suivante dans le fond des motifs, permettant la poursuite de la gravure verticale, tout en protégeant les flancs. Même s'il est aussi consommé sur les parois verticales durant le plasma SF_6 , le faible temps de l'étape de gravure permet une protection efficace des parois sans engendrer un dépôt d'une épaisseur trop importante. En raison du caractère isotrope de la gravure du silicium par un plasma SF_6 , on observe un crantage les flancs des motifs (encore appelé « scaloping »), faisant apparaître les cycles de gravures.

V.3.3 Adaptation du procédé Bosch à la filière GaAs/AlGaAs

Les études précédentes nous ont permis de mettre aux points différentes gravures à base de Cl_2/N_2 . Bien que ces procédés ne soient pas optimisés pour la gravure profonde en une seule étape, ils peuvent être mis en œuvre lors d'une gravure en plusieurs étapes. En revanche, le choix des gaz pour l'étape de passivation par plasma reste encore incertain. Plusieurs choix sont possibles :

- la combinaison SiCl_4/O_2 . Cette combinaison a montré son efficacité pour la gravure profonde de structures micrométriques dans le GaAs [49] ou de micro-piliers dans le système AlGaAs [46], en déposant sur les flancs de la silice. Selon les conditions du plasma, on se rapproche d'un procédé de dépôt PECVD.
- l'utilisation de Tétrachlorure de Bore (BCl_3) avec le Cl_2 . Dans ce type de plasma, il a été démontré que la passivation des flancs s'effectue préférentiellement à l'aide d'un dépôt de polymère de type B_2Cl_4 plutôt qu'à base de B_2O_3 [51]. Néanmoins ce dépôt apparaît lors d'une gravure ECR-RIE continue, sans succession d'étapes gravure/passivation.
- l'utilisation d'un plasma oxygène post-gravure. L'oxydation de la surface du GaAs par plasma oxygène assure la formation d'une protection contre la gravure chlorée.
- l'oxydation d'un plasma oxygène puis d'un plasma Cl_2 à faible bombardement ionique. Dans ce cas, les espèces chlorées diffusent alors dans l'oxyde et se fixent sur les liaisons pendantes du GaAs, créées lors de l'étape de gravure. Cette passivation n'a pas pour but de protéger les flancs lors d'une gravure ultérieure, mais permet l'amélioration des caractéristiques optiques et électriques des composants [52].

- L'utilisation d'un plasma N₂ post-gravure. On peut espérer que l'azote se dépose sur la surface et empêche la liaison d'espèces chlorées en surface, limitant la gravure chimique.

N'ayant pas à notre disposition des lignes de gaz SiCl₄ ou BCl₃, nous utiliserons des décharges d'oxygène, ou d'azote après l'étape de gravure chlorée.

Ainsi de manière à adapter le procédé de DRIE du silicium à la filière GaAs, nous développons un procédé de gravure en trois étapes : une première étape constituant l'étape de gravure proprement dite à l'aide du procédé de base, une seconde étape d'oxydation à l'aide d'un plasma O₂, et une dernière étape de « passivation » à l'aide d'un plasma N₂. Les conditions des différents plasmas sont résumées Tableau III-13.

Numéro de l'étape	Etape	Gaz: Flux (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance Source (W)	Température du porte-échantillon (°C)	Temps
1	Gravure	Cl ₂ /N ₂ : 80/10	5.5	60	500	32	45 s
2	Oxydation	O ₂ : 30	10	15	500	32	30 s
3	Passivation	N ₂ : 10	6	2	500	32	15 s

Tableau III-13: Conditions des différents plasmas pour le procédé de gravure multi-étapes

Ces trois plasmas se succèdent dans le bâti de gravure. Il n'y a pas de pompage spécifique entre deux étapes. Autrement dit, lorsqu'une étape se termine, on ne laisse pas un laps de temps précis aux espèces introduites précédemment pour être évacuées. Les gaz réactifs nécessaires à l'étape suivante sont introduits directement après la fin du plasma précédent et peuvent interagir avec les espèces encore présentes dans la chambre de gravure. Comme les conditions (puissance de polarisation, débit, pression) sont différentes, il existe un temps de latence entre le moment où les gaz sont introduits et le moment où la décharge plasma se crée. Le temps de l'étape de gravure a été fixé à 45 s pour limiter l'altération des flancs causée par le facettage du masque et la sous-gravure chimique.

V.3.4 Adaptation du procédé au GaAs

a Etude préliminaire

Nous avons appliqué ce procédé sur les motifs tests définis précédemment. Ce procédé multi-étapes sera répété 8 fois de manière à obtenir un temps de gravure effectif de 6 minutes. On peut ainsi comparer les profils obtenus par ce procédé multi-étapes avec ceux réalisés en une seule étape (procédé continu), sans plasma d'oxygène ou d'azote.

	Procédé Cl ₂ /N ₂ continu	Procédé multi-étapes
Tranchée de 2.5 μm	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.6mm x8.00k SE(U) 7/1/2008 5.00μm</p>	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.5mm x9.00k SE(M) 10/6/2008 5.00μm</p>
Tranchée de 500 nm	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.6mm x15.0k SE(U) 7/1/2008 3.00μm</p>	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.5mm x18.0k SE(M) 10/6/2008 3.00μm</p>
Tranchée de 130 nm	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.6mm x35.0k SE(U) 7/1/2008 1.00μm</p>	<p>CNRS-LAAS 20.0kV 8.5mm x30.0k SE(M) 10/6/2008 1.00μm</p>

Tableau III-14: Comparaison des profils de gravure des tranchées obtenus entre une gravure continue et une gravure multi-étapes

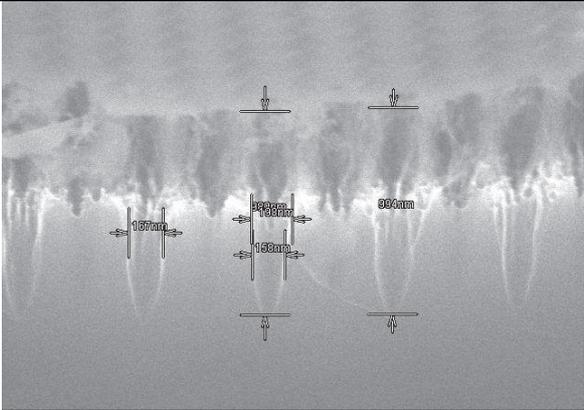
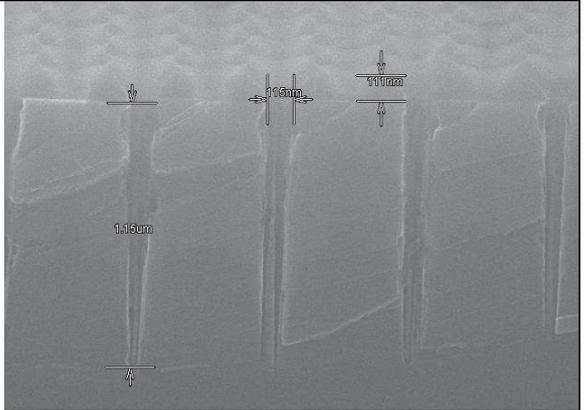
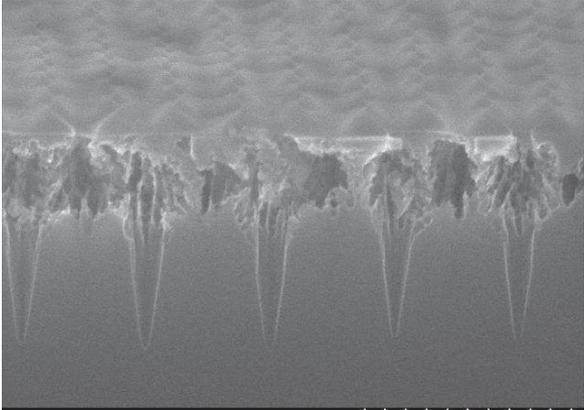
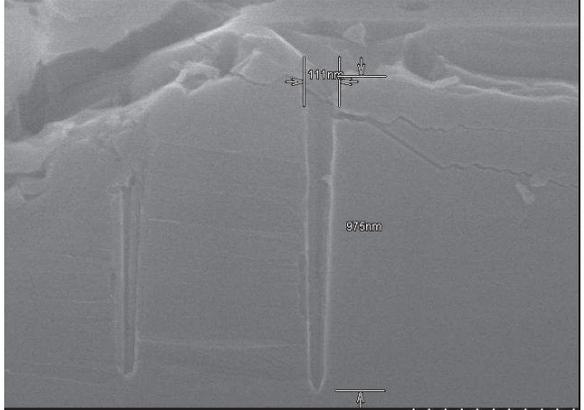
	Procédé Cl_2/N_2 continu	Procédé multi-étapes
Réseau de trous de 160 nm de diamètre		
Réseau de trous de 140 nm de diamètre		

Tableau III-15: Profils des flancs des trous des cristaux photoniques obtenus pour les procédés de gravure continu et multi-étapes

On note une nette amélioration des profils de gravure avec l'introduction des cycles gravure/passivation à la fois dans les tranchées (Tableau III-14) et dans les trous du cristal photonique (Tableau III-15). La gravure latérale n'est plus présente. Cette constatation renforce notre idée quant à la nécessité d'une gravure par étapes successives.

Dans le cas des tranchées de $2.5 \mu\text{m}$ de largeur, la profondeur de gravure obtenue par le procédé de gravure continu est de $8.3 \mu\text{m}$, tandis qu'elle est de $7.7 \mu\text{m}$ pour le procédé multi-étapes (Figure III-23). Cette différence est assez importante. Néanmoins, elle s'atténue pour les tranchées de 500 nm et 130 nm de largeur. Pour les tranchées de 100 nm de largeur, on ne peut comparer les profondeurs de gravure du fait des profils des flancs très différents.

Même si les profondeurs de gravure sont légèrement inférieures à celles obtenues par le procédé continu, le procédé multi-étapes permet l'obtention de profils de gravure plus verticaux et pour lesquels, l'effet de facettage du masque est inexistant. Ce procédé semble assez efficace pour la protection des flancs lors des gravures à fort rapport d'aspect dans le GaAs. En outre, les sélectivités par rapport au masque de gravure sont équivalentes à celles obtenues dans le cas d'un procédé continu. Ce procédé ne dégrade pas plus rapidement le masque de SiO_2 .

Cependant, la qualité des flancs des motifs n'est pas encore optimisée. On peut distinguer différents défauts de gravures dans les structures gravées. Tout d'abord, on remarque des encoches sur les parois pour des motifs unidimensionnels de type tranchée isolée, de largeur supérieure à 400 nm . Ces défauts mettent en évidence les cycles de gravure. Au contraire de la gravure DRIE du silicium où le crantage des flancs est la conséquence de l'isotropie de la

gravure SF_6 , ces défauts semblent plutôt être le résultat d'effet de « notching ». En effet, le plasma oxygène favorise l'oxydation sur la surface du GaAs gravée, sur les flancs mais aussi au fond des structures. Lorsque l'étape de gravure suivante démarre, la couche d'oxyde présente dans le fond des structures ralentit la gravure et doit être gravée ou pulvérisée. On suppose qu'il y a une accumulation des charges sur cet isolant. Lorsque l'épaisseur de cette couche diminue au fond des structures, les ions positifs ont tendance à être déviés par ces charges électrostatiques sur les parois, sur-gravant très légèrement les parois à ce niveau. On constate que cet effet n'apparaît pas pour des tranchées de largeur inférieure à 300 nm. Pour ces faibles dimensions, l'effet ARDE devient prépondérant et une moindre quantité d'ions participe à cette gravure.

L'effet ARDE a un autre impact sur les profils de gravure. Pour des lignes de dimensions inférieures à 300 nm, les flancs forment un angle avec la verticale, et les fonds de gravure ont un profil en pointe. Ces profils indiquent que la gravure est limitée par le flux d'espèces réactives au fond des motifs et que la passivation est importante.

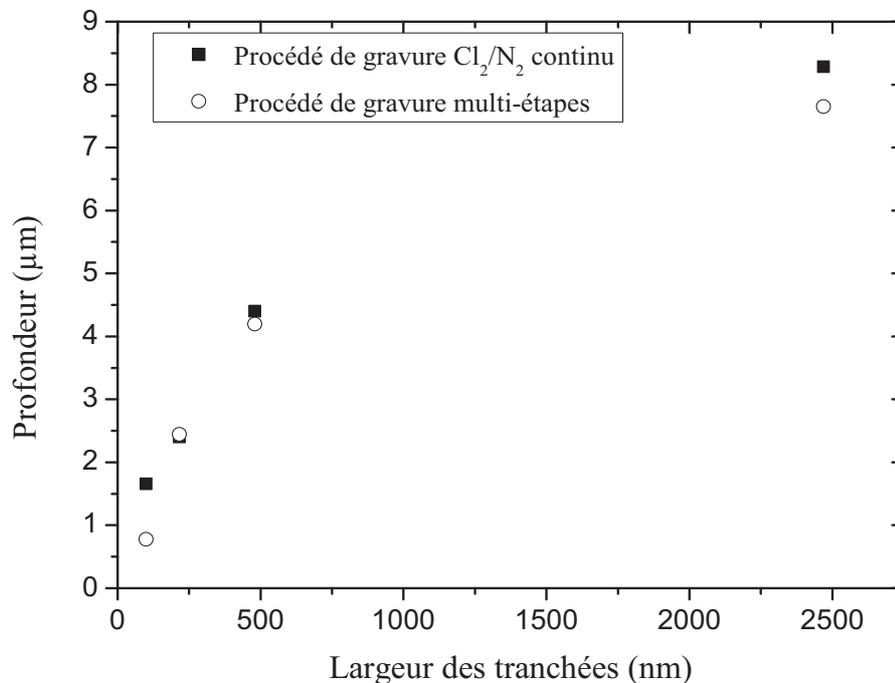


Figure III-23: Comparaison des profondeurs de gravure obtenues entre le procédé continu et le procédé multi-étapes

Dans le cas des trous (Tableau III-15), la pente des flancs de gravure et leur grande rugosité sont aussi attribuées à la forte passivation des flancs. Une explication est que l'oxydation de la surface du GaAs par le plasma oxygène combinée avec la réduction des dimensions des motifs limitent l'impact des ions lors de la gravure. Ceux-ci ont plus de difficulté à pulvériser la couche d'oxyde formée. Une autre explication de la rugosité de surface et de la forme du fond de gravure est le redépôt d'espèces non-volatiles. Celles-ci ont un double effet : en se redéposant sur les flancs, elles les protègent efficacement contre la gravure chimique. En contrepartie, en se redéposant au fond des trous, elles limitent la profondeur de gravure et sont responsables de la forme en « carotte » des trous. Ces deux effets, combinés aux réductions de dimensions nuisent à la qualité des flancs et à l'obtention de forts rapports d'aspect dans ces structures.

Enfin, quel que soit le motif considéré, on observe une légère sous-gravure latérale sous le masque. On attribue cette sous-gravure à une gravure chimique où des espèces chlorées sont encore présentes lors du passage du plasma de gravure à base de Cl_2/N_2 au plasma d'oxygène. Comme aucun temps de latence n'est défini entre ces deux plasmas, on suppose que les espèces réactives encore présentes dans la chambre n'ont pas pu être évacuées et favorisent cette sous-gravure chimique. Afin de limiter ce phénomène, il faudrait instaurer un temps de pompage des espèces chlorées suffisant avant l'introduction d'oxygène dans la chambre et le démarrage de ce plasma.

En conclusion à ces premiers essais, la gravure multi-étapes semble préférable à la gravure continue. La gravure latérale à l'intérieur des motifs est supprimée, ce qui permet l'obtention de forts rapports d'aspects pour des lignes isolées avec une qualité des flancs correcte. Toutefois, les défauts engendrés par la gravure successive dans les lignes, et la forte rugosité de surface au fond des trous montrent que ce procédé peut être encore amélioré. Cette optimisation nécessitera la compréhension des effets des plasmas d'azote et d'oxygène post-gravure sur la protection des parois, lors de l'étape de gravure.

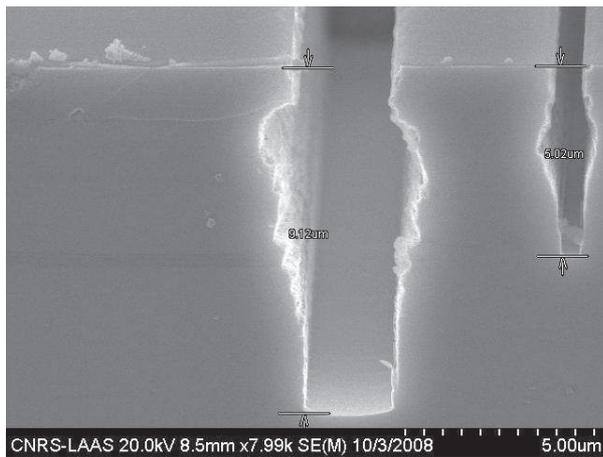
b Rôle du plasma d'oxygène post-gravure dans le procédé multi-étapes

Afin de mieux comprendre le rôle du plasma d'oxygène, nous réalisons une gravure multi-étapes en supprimant l'étape du plasma d'oxygène dans le procédé. Le procédé est décrit Tableau III-16.

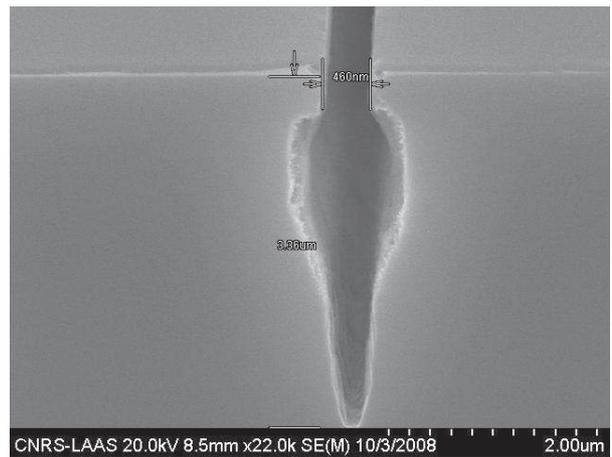
Etape	Numéro de l'étape	Gaz: Flux (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance Source (W)	Température du porte-échantillon (°C)	Temps
Gravure	1	Cl_2/N_2 : 80/10	5.5	60	500	32	45s
Passivation	2	N_2 : 10	6	2	500	32	15s

Tableau III-16: Conditions du procédé multi-étapes sans plasma d'oxygène

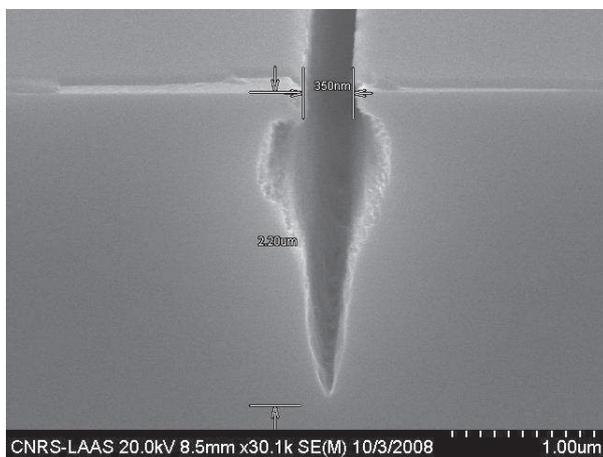
Les cycles gravure/plasma N_2 ont été répétés 12 fois, ce qui correspond à un temps de gravure effectif de 9 minutes. Le temps de gravure a été augmenté de 6 à 9 minutes, de manière à accentuer l'impact de l'absence du plasma oxygène sur les profils de gravure.



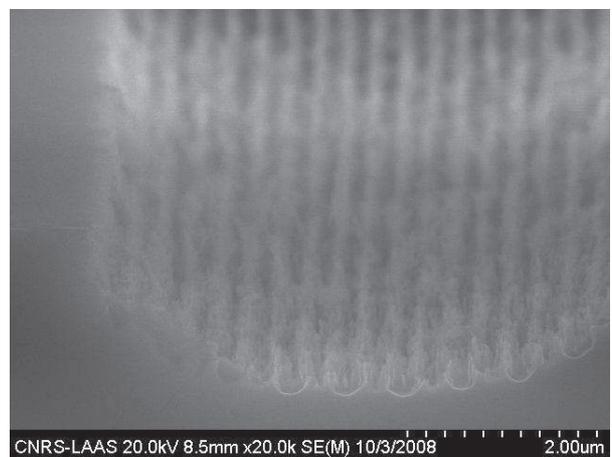
a) Tranchée de 2.5 μm de largeur



b) Tranchée de 500 nm de largeur



c) Tranchée de 350 nm de largeur



d) Réseau de trous de 160 nm de diamètre

Figure III-24: Profils de gravure obtenus pour une gravure multi-étapes sans plasma d'oxygène

L'absence de plasma d'oxygène dans le procédé de gravure multi-étapes est irrémédiablement destructive pour les flancs de gravure (Figure III-24). Ceux-ci ne semblent pas protégés par une quelconque couche de passivation, ayant pour conséquence la réapparition de la gravure latérale. Comme dans le cas d'une gravure Cl_2/N_2 continue, la gravure latérale se produit 150 nm environ sous le masque. C'est donc la réflexion des ions sur les facettes du masque qui est majoritairement responsable de cette gravure. Ces défauts sont d'autant plus irrémédiables pour les cristaux photoniques que la paroi entre plus proches voisins est fine. Ces profils de gravure nous indiquent aussi que l'azote ne semble jouer aucun rôle dans la passivation des parois lors de la gravure, ainsi qu'après la gravure. En revanche, le plasma d'oxygène après gravure a une grande importance. Son absence favorise le retour de la gravure latérale. On en conclut que la couche d'oxydation formée lors de ce plasma protège les parois de l'attaque ionique des ions chlorés positifs. La couche d'oxyde formée est alors indispensable pour la gravure à fort rapport d'aspect de motifs nanométriques dans le GaAs.

c Conclusion du procédé multi-étapes pour la gravure profonde de cristaux photoniques dans le GaAs massif

Dans le cas de la gravure du GaAs par plasma ICP-RIE, le procédé à base de gravure chlorée est plus efficace et moins générateur de défauts lorsqu'il est utilisé de manière alternée avec un plasma passivant. Le cycle gravure/passivation est plus avantageux que les longs procédés de gravure continus pour la réalisation de structures à fort rapport d'aspect.

Le principal avantage est la protection des flancs de gravure tout au long du procédé, empêchant la gravure latérale. L'autre avantage concerne l'évacuation des produits de réaction. En effet, hormis l'effet ARDE et la difficulté de collecter et de diffuser les espèces réactives dans les motifs de faibles dimensions, l'évacuation des produits de réaction peut poser des effets d'« écrantage » lors de la diffusion des espèces réactives au fond des motifs. Le fait de pomper l'enceinte entre chaque cycle permettrait une meilleure évacuation de ces produits.

V.3.5 Application du procédé multi-étapes à la gravure à fort rapport d'aspect dans le système AlGaAs/GaAs

Le développement du procédé multi-étapes pour la gravure de motifs submicroniques dans du GaAs massif nous permet d'envisager l'utilisation de ce procédé pour la réalisation de structures à cristaux photoniques dans des empilements de couches de diodes laser à base d'AlGaAs. Pour les essais de gravure que nous allons réaliser, nous utilisons une structure laser de type GRINSCH (GRadual INdex Separated Confinement Heterostructure), dont la composition en aluminium est représentée sur la Figure III-25.

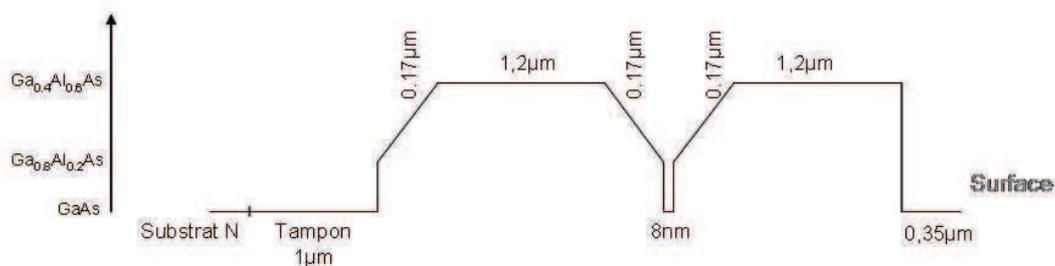


Figure III-25: Description de l'empilement de type diode laser GRINSCH AlGaAs/GaAs utilisé pour les tests de gravure

Avec la même stratégie de masquage et les mêmes motifs définis précédemment, nous avons répété le procédé multi-étapes (décrit Tableau III-13) 5 fois, ce qui correspond à un temps de gravure effectif de 5 min 15 s.

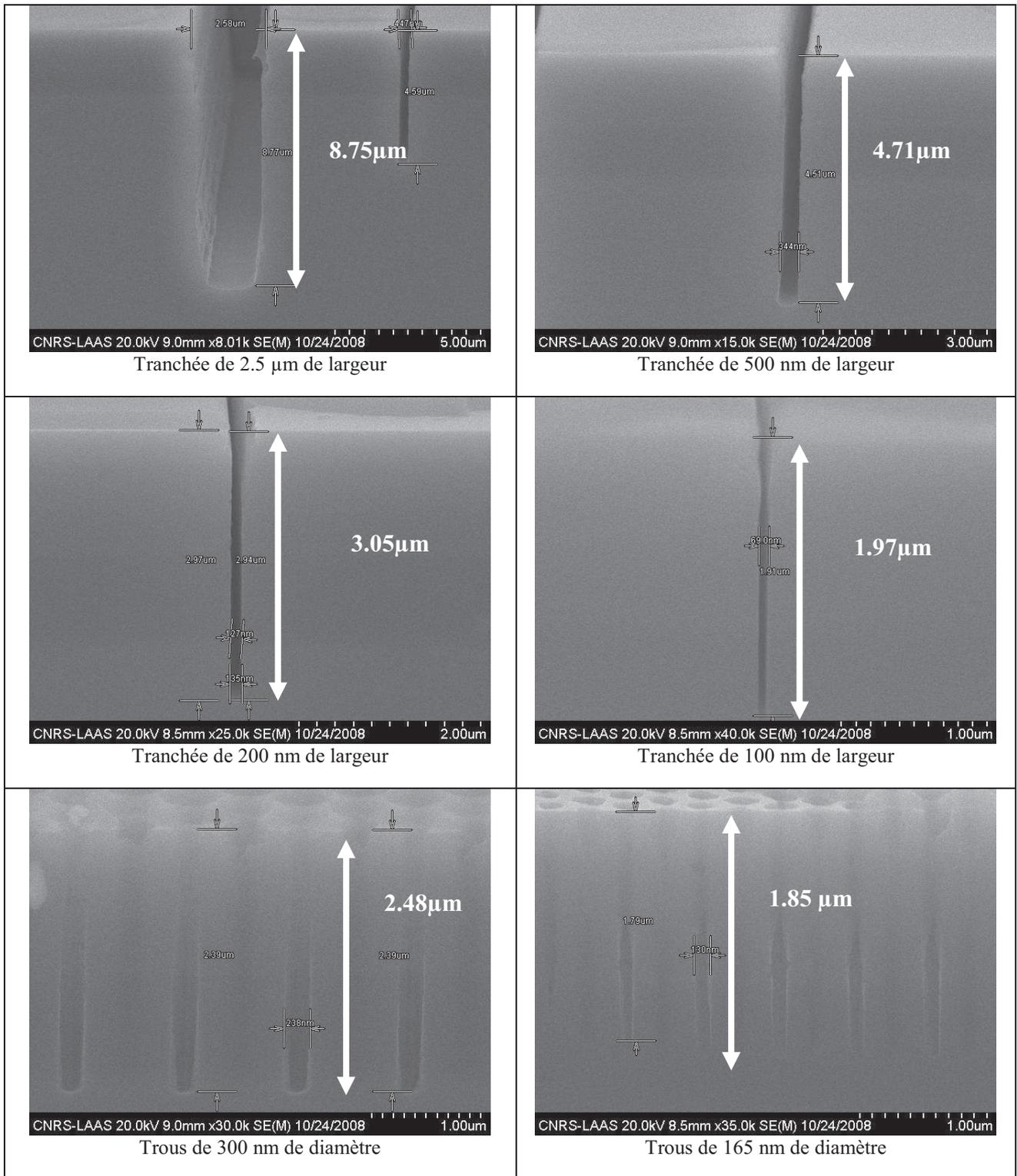


Tableau III-17: Profils de gravure dans l'empilement AlGaAs/GaAs obtenus à l'aide du procédé multi-étapes

Les résultats de ce test de gravure sont très prometteurs. Les images MEB du Tableau III-17 mettent en évidence l'uniformité de la gravure et la verticalité des flancs dans les motifs submicroniques. On remarque cependant une sous gravure dans les 350 nm de GaAs constituant le contact supérieur. Au contraire dans les couches contenant 60% d'aluminium, les profils de gravure sont verticaux et ne souffrent pas de défauts de gravure. L'oxydation

des couches contenant de l'aluminium est plus efficace que dans le cas du GaAs. Les flancs de gravure sont mieux protégés. De plus, les fonds des motifs ne se terminent pas en « pointe », ce qui signifie que l'on peut encore graver plus profondément. Les espèces réactives parviennent encore à atteindre le fond des motifs.

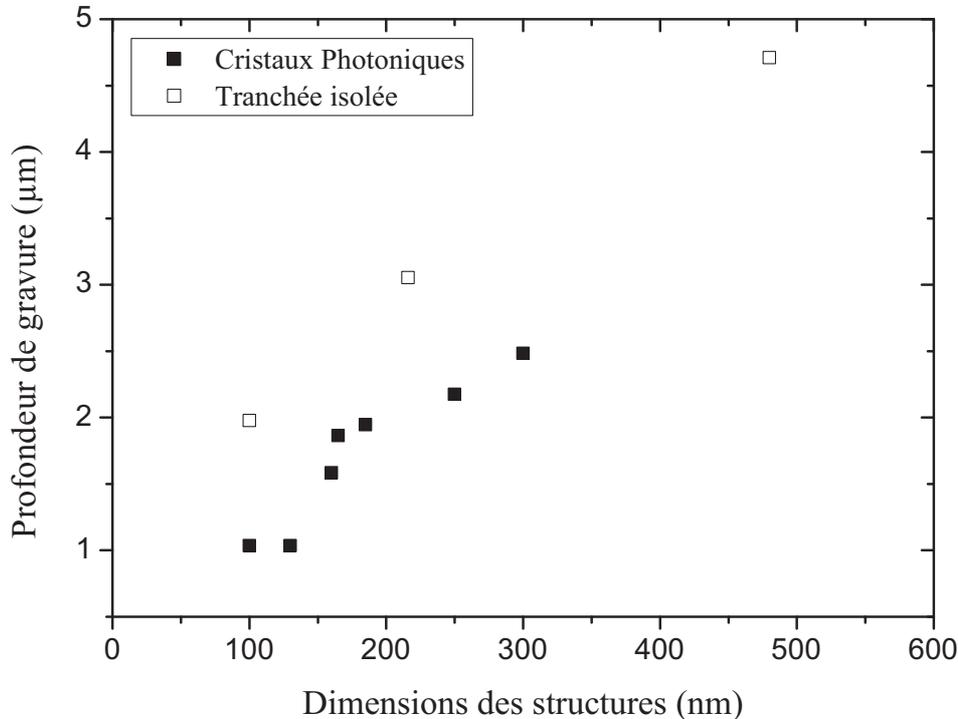


Figure III-26: Profondeurs de gravure obtenues dans l'empilement AlGaAs/GaAs avec le procédé multi-étapes

La Figure III-26 relie les profondeurs de gravure obtenues en fonction des dimensions des motifs : diamètre des trous et largeur dans le cas des tranchées isolées. On remarque une fois de plus la différence de profondeur de gravure entre les tranchées et les trous pour des dimensions équivalentes. Dans le cas des trous ou des tranchées, l'effet ARDE est présent, comme dans le cas de la gravure dans le GaAs massif.

Cependant, on constate que les profondeurs de gravure obtenues sont supérieures à celles obtenues dans le GaAs massif avec le même procédé multi-étapes. Des trous de diamètre compris entre 160 et 180 nm ont pu être gravés sur une profondeur supérieure à 1.8 µm. Les rapports d'aspect de telles structures sont de l'ordre de 10 :1 voire de 11 :1. Ces profondeurs sont de très bons résultats sachant que le nombre de cycles (et donc le temps de gravure effectif) peut être augmenté. En effet, l'épaisseur de masque restante est de l'ordre de 120 nm, et le profil des flancs nous permet de réaliser un ou deux cycles de gravure supplémentaires, malgré le phénomène de « facettage » du masque.

Toutefois, une caractérisation plus approfondie sur la rugosité et la verticalité des flancs reste à réaliser. Une coupe TEM dans les motifs serait appropriée pour caractériser les parois et donner des renseignements sur l'efficacité de ce procédé.

Ces résultats peuvent être comparés à ceux de la littérature (Tableau III-18).

Groupe	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Université de Würzburg	Université de St Andrews		LAAS-CNRS		
Technique de gravure	RIE	CAIBE	CAIBE		ICP-RIE		
Diamètre des Trous (en nm)	100	120	145	200	185	160	100
Profondeur de gravure (en μm)	1	1.7	1.15	1.8	1.94	1.85	1.03
Rapport d'aspect	10 :1	14 :1	8 :1	9 :1	10.4 :1	11.5 :1	10 :1

Tableau III-18: Comparaison des résultats avec ceux obtenus dans la littérature

La profondeur de gravure et les rapports d'aspect obtenus pour les cristaux photoniques grâce au procédé multi-étapes sont du même ordre de grandeur voire légèrement supérieurs à ceux obtenus par gravure CAIBE ou RIE. On a ainsi démontré la faisabilité de telles structures par ICP-RIE. L'avantage de cette technique comparée à la CAIBE est l'absence de défauts de gravure de type « trenching » au fond des structures [13]. Ce défaut est inhérent à un procédé de gravure très physique. Au contraire, la combinaison de la gravure physique et chimique de la gravure ICP-RIE permet l'obtention de fonds de gravure ne présentant pas ce défaut.

VI CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons contribué à lever le verrou de la gravure profonde de motifs submicroniques dans la filière GaAs.

Dans un premier temps, nous avons mis en place une stratégie de masquage, nécessaire pour la réalisation de gravure de motifs submicroniques à fort rapport d'aspect. Cette stratégie est assez complexe puisqu'elle nécessite quatre niveaux de masquage et trois gravures plasma. Ces gravures ne sont pas parfaitement anisotropes, ce qui entraîne une légère perte des cotes lors du transfert, compatible cependant avec l'étude de la gravure profonde des cristaux photoniques dans la filière GaAs.

La compréhension des mécanismes de gravure nous a permis d'identifier les défauts limitant la réalisation de gravures à fort rapport d'aspect. La nécessité de protéger les flancs de gravure par une couche de passivation nous a conduit à comparer les effets de l'incorporation d'oxygène ou de l'azote dans le plasma. L'incorporation d'azote dans le procédé de base s'est avérée être la solution qui a donné la meilleure qualité des flancs de gravure. En revanche, l'augmentation de la dilution des espèces chlorées dans le plasma Cl_2/N_2 diminue la vitesse de gravure du GaAs, et limite l'obtention de forts rapports d'aspect. L'incorporation d'une quantité suffisante d'azote permet de conserver l'aspect du motif, mais la profondeur maximale de gravure atteint 940 nm pour des trous de 180 nm de diamètre. Il suffirait d'augmenter la puissance de polarisation pour favoriser la gravure ionique. Toutefois, cet accroissement nuirait à la sélectivité du masque. Nous mettons ainsi en évidence les limites de ce procédé où la gravure est effectuée en une seule étape, les seuls paramètres de contrôle étant les paramètres physico-chimiques du plasma.

C'est pourquoi, nous avons mis au point un procédé de gravure multi-étapes, qui associe les performances d'un plasma Cl_2/N_2 en termes de vitesse de gravure, avec des plasmas post-gravure dits de passivation, générant une couche de protection sur les flancs des motifs. Appliqué à la gravure de structures submicroniques, ce procédé démontre son efficacité dans la protection des flancs et l'inhibition de la gravure latérale. Par rapport au procédé précédent, la profondeur de gravure atteint $1.19\ \mu\text{m}$ pour des trous de $180\ \text{nm}$ de diamètre, au détriment cependant d'une moindre qualité des flancs de gravure.

Le procédé multi-étapes a été ensuite mis en oeuvre sur une structure conventionnelle de diode laser, comportant des alliages GaAlAs à forte teneur en aluminium. Des profondeurs de gravure de $1.85\ \mu\text{m}$ et $2.48\ \mu\text{m}$ ont été atteintes pour des trous de diamètres respectifs $165\ \text{nm}$ et $300\ \text{nm}$ avec des profils verticaux. Ces profondeurs ne constituent pas les valeurs limites de gravure. L'épaisseur du masque résiduelle nous permettrait en effet un ou deux cycles de gravure supplémentaires.

Ainsi, bien que le procédé ne soit pas totalement maîtrisé, cette approche originale combinant à la fois des périodes de gravure et des périodes de passivation des flancs permet d'obtenir des résultats qui constituent l'état de l'art dans la filière GaAs.

Pour repousser les limites actuelles, il serait nécessaire de mettre en place une procédure reproductible assurant le pompage des espèces chlorées avant l'introduction de l'oxygène dans la chambre, entre les étapes de gravure proprement dites et les étapes d'oxydation. Ce laps de temps permettrait une meilleure reproductibilité du procédé et limiterait les interactions entre les espèces qui sont la cause de la gravure chimique de la partie supérieure des structures.

Une caractérisation fine des surfaces gravées permettrait en outre d'améliorer la compréhension des mécanismes de passivation et d'optimiser les conditions de plasma de passivation et d'oxydation.

Enfin, l'introduction, dans la phase de gravure, d'un gaz réactif tel que du BCl_3 , apporterait une polymérisation des flancs, ainsi qu'une augmentation de la vitesse de gravure grâce à une masse supérieure des ions du plasma.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Benisty, P. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 205-15, 2002.
- [2] R. Ferrini, R. Houdre, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 20, pp. 469-478, 2003.
- [3] E. Höfling, R. Werner, F. Schäfer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Short-cavity edge-emitting lasers with deeply etched distributed Bragg mirrors," *Electronics Letters*, vol. 35, pp. 154-155, 1999.
- [4] L. Raffaele, R. M. De La Rue, J. S. Roberts, and T. F. Krauss, "Edge-emitting semiconductor microlasers with ultrashort-cavity and dry etched high-reflectivity photonic microstructure mirrors," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, pp. 176-178, 2001.
- [5] K. Avary, S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Reactive ion etching of deeply etched DBR-structures with reduced air-gaps for highly reflective monolithically integrated lasers mirrors," *Microelectronic Engineering*, vol. 57-58, pp. 593-598, 2001.
- [6] L. Jalabert, P. Dubreuil, F. Carcenac, S. Pinaud, L. Salvagnac, H. Granier, and C. Fontaine, "High aspect ratio GaAs nanowires made by ICP-RIE etching using Cl_2/N_2 chemistry," *Microelectronic Engineering*, vol. 85, pp. 1173-1178, 2008.
- [7] M. Mulot, M. Anand, C. F. Carlström, M. Swillo, and A. Talneau, "Dry Etching of Photonic Crystals in InP Based Materials," *Physica Scripta*, vol. T101, pp. 106-109, 2002.
- [8] F. Pommereau, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J. P. Chandouineau, S. Fabre, G. H. Duan, B. Lombardet, R. Ferrini, and R. Houdre, "Fabrication of low loss two-dimensional InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching," *Journal of Applied Physics*, vol. 95, pp. 2242-2245, 2004.
- [9] P. Strasser, R. Wüest, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "Detailed analysis of the influence of an inductively coupled plasma reactive-ion etching process on the hole depth and shape of photonic crystals in InP/InGaAsP," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 25, pp. 387-393, 2007.
- [10] C. F. Carlström, R. van der Heijden, M. S. P. Andriessse, F. Karouta, R. W. van der Heijden, E. van der Drift, and H. W. M. Salemink, "Comparative study of Cl_2 , Cl_2/O_2 , and Cl_2/N_2 inductively coupled plasma processes for etching of high-aspect ratio photonic-crystal holes in InP," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 26, pp. 1675-1683, 2008.
- [11] B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," *Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*, 2005.
- [12] M. V. Kotlyar, L. O'Faolain, R. Wilson, and T. F. Krauss, "High-aspect-ratio chemically assisted ion-beam etching for photonic crystals using a high beam voltage-current ratio," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 22, pp. 1788-1791, 2004.
- [13] <http://nanophotonics.st-and.ac.uk/EPIX/GaAs.shtml>
- [14] K. Avary, J. P. Reithmaier, F. Klopff, T. Happ, M. Kamp, and A. Forchel, "Deeply etched two-dimensional photonic crystals fabricated on GaAs/AlGaAs slab waveguides by using chemically assisted ion beam etching," *Microelectronic Engineering*, vol. 61-62, pp. 875-880, 2002.
- [15] Y. B. Hahn, J. W. Lee, G. A. Vawter, R. J. Shul, C. R. Abernathy, D. C. Hays, E. S. Lambers, and S. J. Pearton, "Reactive ion beam etching of GaAs and related compounds in an

inductively coupled plasma of Cl₂-Ar mixture," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 17, pp. 366-371, 1999.

[16] X. Xu, C. Hongda, Z. Xiong, A. Jin, C. Gu, B. Cheng, and D. Zhang, "Fabrication of photonic crystals on several kinds of semiconductor materials by using focus-ion beam method," *Thin Solid Films*, vol. 515, pp. 8297-8300, 2007.

[17] J. W. Lee, M. H. Jeon, M. Devre, K. D. Mackenzie, D. Johnson, J. N. Sasserath, S. J. Pearton, F. Ren, and R. J. Shul, "Understanding of etch mechanism and etch depth distribution in inductively coupled plasma etching of GaAs," *Solid-state Electronics*, vol. 45, pp. 1683-1686, 2001.

[18] D. L. Olynick, J. A. Liddle, and I. W. Rangelow, "Profile evolution of Cr masked features undergoing HBr-inductively coupled plasma etching for use in 25 nm silicon nanoimprint templates," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 23, pp. 2073-2077, 2005.

[19] D. Fuard, "Etude et caractérisation avancées des procédés plasma pour les technologies sub-0.1µm," Université d'Orléans, 2003.

[20] S. C. McNevin, "Chemical etching of GaAs and InP chlorine: The thermodynamically predicted dependence on Cl₂ pressure and temperature," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 4, pp. 1216-1226, 1986.

[21] J. Dienelt, J. von Sonntag, K. Zimmer, and B. Rauschenbach, "Structuring of GaAs. I. Chemical dry etching: Temperature and chlorine pressure dependence of etch rates," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 22, pp. 1964-1969, 2004.

[22] C. Su, H. Q. Hu, G. H. Lee, Z. D. 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 and Technology B*, vol. 11, pp. 1222-1242, 1993.

[23] H. Granier, "Optimisation technologique des transistors bipolaires hyperfréquence de puissance à hétérojonctions GaAs/GaAlAs," *Thèse de doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse*, 1995.

[24] K. H. Lee, S. Guilet, G. Patriarche, I. Sagnes, and A. Talneau, "Smooth sidewall in InP-based photonic crystal membrane etched by N₂-based inductively coupled plasma," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 26, pp. 1326-1333, 2008.

[25] G. H. Kim, A. M. Efremov, D. P. Kim, and C. I. Kim, "Inductively coupled Cl₂/N₂ plasma: Experimental investigation and modeling," *Microelectronic Engineering*, vol. 81, pp. 96-105, 2005.

[26] S. Bouchoule, G. Patriarche, S. Guilet, L. Gatilova, L. Largeau, and P. Chabert, "Sidewall passivation assisted by a silicon coverplate during Cl₂-H₂ and HBr inductively coupled plasma etching of InP for photonic devices," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 26, pp. 666-674, 2008.

[27] L. Raffaele, R. M. De La Rue, and T. F. Krauss, "Ultrashort in-plane semiconductor microlasers with high-reflectivity microstructured mirrors," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 101-111, 2002.

[28] T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner, and N. Bouadma, "Nanofabrication of two-dimensionnal photonic crystal mirrors for 1.5µm short cavity lasers," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, pp. 2775-2778, 2001.

[29] F. Karouta, B. Docter, E. J. Geluk, M. K. Smit, and P. Kaspar, "Three level masking for improved aspect ratio InP-based photonic crystals," *IPRM 2008, 20th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, vol. Proceedings ISBN 978-1-4244-2258-6, 2008.

[30] R. Wüest, P. Strasser, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "Fabrication of a hard mask for InP based photonic crystals: Increasing the plasma-etch selectivity of poly(methyl

- methacrylate) versus SiO₂ and SiN_x," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 23, pp. 3197-3201, 2005.
- [31] L. O'Faolain, M. V. Kotlyar, N. Tripathi, R. Wilson, and T. F. Krauss, "Fabrication of photonic crystals using spin-coated hydrogen silsesquioxane hard mask," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 24, pp. 336-339, 2005.
- [32] D. Lauvernier, J.-P. Vilcot, M. François, and D. Decoster, "Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material," *Microelectronic Engineering*, vol. 75, pp. 177-182, 2004.
- [33] N. Fabre, S. Fasquel, C. Legrand, X. Mélique, M. Muller, M. François, O. Vanbésien, and D. Lippens, "Towards focusing using photonic crystal flat lens," *Opto-Electronics Review*, vol. 14, pp. 225-232, 2006.
- [34] H.-L. Liou and J. Pretzer, "Effect of curing temperatures on the mechanical properties of hydrogen silsesquioxane thin films," *Thin Solid Films*, vol. 335, pp. 186-191, 1998.
- [35] D. Lauvernier, S. Garidel, C. Legrand, and J.-P. Vilcot, "Realization of sub-micron patterns on GaAs using a HSQ etching mask," *Microelectronic Engineering*, vol. 77, pp. 210-216, 2005.
- [36] 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*, vol. 84, pp. 673-677, 2007.
- [37] H. Nakata, K. Nishioka, and H. Abe, "Plasma etching characteristics of chromium film and its novel etching mode," *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol. 17, pp. 1351-1357, 1980.
- [38] K. H. Smith, J. R. Wasson, P. J. S. Mangat, W. J. Dauksher, and D. J. Resnick, "Cr absorber etch process for extreme ultraviolet lithography mask lithography mask fabrication," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, pp. 2906-2910, 2001.
- [39] D. J. Resnick, D. Mancini, W. J. Dauksher, K. Nordquist, T. C. Bailey, S. Johnson, S. V. Sreenivasan, J. G. Ekerdt, and C. G. Willson, "Improved step and flash imprint lithography templates for nanofabrication," *Microelectronic Engineering*, vol. 69, pp. 412-419, 2003.
- [40] P. Voisin, "Lithographie de nouvelle génération par nanoimpression assistée par UV : étude et développement de matériaux et procédés pour l'application microélectronique," *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier de Grenoble*, 2007.
- [41] A. P. Milenin, C. Jamois, R. B. Wehrspohn, and M. Reiche, "The SOI planar photonic crystal fabrication: patterning of Cr using Cl₂/O₂ plasma etching," *Microelectronic Engineering*, vol. 77, pp. 139-143, 2005.
- [42] A. P. Milenin, C. Jamois, T. Geppert, U. Gosele, and R. B. Wehrspohn, "SOI planar photonic crystal fabrication: Etching through SiO₂/Si/SiO₂ layer systems using fluorocarbon plasmas," *Microelectronic Engineering*, vol. 81, pp. 15-21, 2005.
- [43] C. Rai, "On the study of ICP-RIE plasma etching of Cr mask for the making of nanoimprint templates," *Rapport de stage, Master Conception des Circuits Microélectroniques et Microsystèmes de l'Université Paul Sabatier Toulouse*, 2006.
- [44] A. M. Efremov, D. P. Kim, and C. I. Kim, "Inductively coupled Cl₂/O₂ plasma: experimental investigation and modelling," *Vacuum*, vol. 75, pp. 237-246, 2004.
- [45] S. K. Murad, N. I. Cameron, S. P. Beaumont, and C. D. W. Wilkinson, "Effects of O₂ addition to SiCl₄/SiF₄ and the thickness of the capping layer on gate recess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 14, pp. 3668-3673, 1996.
- [46] S. Varoutsis, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaître, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip, and I. Abram, "Reactive-ion etching of high-Q and submicron-

- diameter GaAs/AlAs micropillar cavities," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 23, pp. 2499-2503, 2005.
- [47] K. A. Atlasov, P. Gallo, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon, "Effect of sidewall passivation in BCl_3/N_2 inductively coupled plasma etching of two-dimensional GaAs photonic crystals," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 27, pp. L21-L24, 2009.
- [48] R. Braive, L. Le 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 and Technology B*, vol. 27, pp. 1909-1913, 2009.
- [49] S. Golka, S. Schartner, W. Schrenk, and G. Strasser, "Low bias reactive ion etching of GaAs with a $\text{SiCl}_4/\text{N}_2/\text{O}_2$ time-multiplexed process," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 25, pp. 839-844, 2007.
- [50] Y. Q. Fu, A. Colli, A. Fasoli, J. K. Luo, A. J. Flewitt, A. C. Ferrari, and W. I. Milne, "Deep reactive ion etching as a tool for nanostructure fabrication," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 27, pp. 1520-1526, 2009.
- [51] G. Franz, W. Hösler, and R. Treichler, "Sidewall passivation of GaAs in BCl_3 -containing atmospheres," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 19, pp. 415-419, 2000.
- [52] E. W. Berg and S. W. Pang, " Cl_2 plasma passivation of etch induced damage," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 17, pp. 2745-2749, 1999.

Conclusion Générale

L'amélioration des propriétés spectrales des lasers à semiconducteur et le développement de structures planaires compatibles avec une approche d'intégration photonique constituent des enjeux essentiels pour faire émerger des nouvelles générations de diodes laser. Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires offrent une nouvelle voie d'ingénierie de cavité susceptible de répondre à ces besoins. Dans ce contexte, l'objectif de la thèse était d'étudier des cavités de diodes laser dans la filière AlGaAs/GaAs entièrement définies par des cristaux photoniques bidimensionnels, en établissant dans un premier temps l'intérêt des cristaux photoniques pour l'obtention d'une émission monomode, et en démontrant dans un second temps, la faisabilité technologique de composants compatibles avec un pompage électrique dans cette filière.

Le premier volet de nos travaux a porté sur la définition et l'évaluation d'une cavité composée d'un guide à cristal photonique pour l'amélioration du comportement spectral des sources laser. Parmi l'ensemble des structures à cristal photonique rapportées dans la littérature, cette approche nous a paru la plus prometteuse. En nous appuyant sur l'analyse modale d'un guide défini par l'absence de trois rangées de trous dans un cristal à maille hexagonale, nous avons mis en évidence l'intérêt du second point de repliement comme point de fonctionnement favorable à une émission de type DFB. Expérimentalement, nous avons démontré le comportement DFB de cette cavité à partir d'une structure membranaire émettant dans la gamme du micron. Pour contrôler précisément la longueur d'onde d'émission, nous avons exploité le caractère bidimensionnel de la maille du cristal photonique en appliquant une déformation rectangulaire de la maille. Nous avons démontré la possibilité de réaliser des barrettes de lasers monomodes dont l'espacement spectral entre proche voisin est aussi faible que 0.3nm. Cependant une émission monomode n'a pas été systématiquement obtenue malgré la discrimination attendue par les pertes entre les modes dégénérés. La minimisation des effets de réinjection n'a pas permis de s'affranchir du caractère aléatoire de l'émission sur l'un ou l'autre des modes dégénérés. Pour stabiliser l'émission, nous avons proposé une nouvelle ingénierie de la cavité qui associe la déformation rectangulaire de la maille avec une déformation de la largeur du guide. Nous avons montré que cette voie d'ingénierie permet l'optimisation du facteur de qualité d'un seul des deux modes dégénérés avec cependant une moindre latitude de réglage de la longueur d'onde. Cette optimisation s'est traduite expérimentalement par l'obtention d'une émission monomode stable, insensible aux effets de réinjection, et par une légère amélioration des puissances de seuil et des rendements des lasers. Ainsi, cette approche permet d'assurer une émission monomode stable à une longueur d'onde donnée ainsi qu'une quasi insensibilité aux effets de réinjection optique. Ces propriétés rendent cette configuration particulièrement prometteuse et supérieure à celle des DFB actuels.

Le second volet de nos travaux a porté sur le développement d'un procédé de gravure à fort rapport d'aspect des cristaux photoniques 2D dans la filière GaAs. L'objectif de ces travaux était de lever ce verrou technologique afin de démontrer la faisabilité technologique de diodes laser émettant au voisinage de 1 μ m, entièrement définies par des cristaux photoniques 2D, compatibles avec un pompage électrique.

La réalisation de cristaux photoniques à fort rapport d'aspect a nécessité la mise en place d'un masquage adapté qui soit suffisamment résistant au procédé de gravure chlorée des alliages GaAlAs et qui respecte au mieux les dimensions des motifs après ouverture. Une structure multicouche mettant en œuvre un empilement de silice, chrome, silice et résine a été établie à la suite de plusieurs tests qui ont mis en évidence les limitations de chacun des matériaux. Un procédé spécifique de gravure de la première couche de silice a dû être développé pour limiter l'anisotropie lors de sa gravure. Une meilleure maîtrise des procédés de gravure de ces matériaux par ICP-RIE permettrait d'alléger la procédure de masquage.

Ce masque multicouche a néanmoins servi pour l'étude de la gravure à fort rapport d'aspect dans les alliages AlGaAs. La compréhension des mécanismes de la gravure chlorée a permis de mettre en évidence les interactions physico-chimiques se produisant au sein du plasma et de montrer leur rôle limitant sur les profils et sur la profondeur des motifs. Nous avons développé un procédé basé sur un enchaînement de cycles de gravure et de passivation s'inspirant de la gravure profonde du silicium. Ce procédé a permis d'atteindre des profondeurs de 1.85 μm et 2.48 μm pour des trous de diamètres de 165 nm et de 300 nm avec des profils verticaux dans un empilement conventionnel de diode laser.

Ces résultats constituent l'état de l'art. Cependant, il resterait encore des améliorations à apporter au procédé pour garantir des profondeurs suffisantes pour se rapprocher de la situation idéale où les trous pourraient être considérés comme infinis vis-à-vis du mode. Une première amélioration serait de limiter les interactions entre les phases de gravure et de passivation par la mise en place d'une procédure de pompage entre les différentes étapes. Il s'agirait aussi d'approfondir la compréhension des mécanismes de passivation pour optimiser les conditions des plasmas en analysant précisément les compositions des surfaces gravées, voire d'introduire dans le plasma d'autres gaz réactifs pour augmenter la vitesse de gravure.

Enfin, les profondeurs de gravure déjà atteintes permettent d'ores et déjà la réalisation de sources à pompage électrique, entièrement définies par des cristaux photoniques, en ajustant le confinement du guide vertical procuré par l'hétérostructure pour limiter l'extension du mode vers le substrat.

De manière générale, ces travaux ont permis de souligner l'apport des cristaux photoniques comme moyen d'ingénierie pour le contrôle spectral de l'émission et de démontrer la faisabilité de sources laser tout cristal photonique. Ils ont conduit à l'obtention d'une émission monomode stable peu sensible aux effets de réinjection optique et au développement d'un procédé de gravure profonde des cristaux photoniques dans la filière GaAs. Ils ouvrent ainsi la voie au développement de nouvelles générations de diodes laser tout cristal photonique dans la filière AlGaAs/GaAs fonctionnant sous pompage électrique. Ils permettent d'envisager leur association avec des fonctions photoniques définies elles aussi par des cristaux photoniques sur le même substrat pour obtenir de véritables systèmes laser sur puces. Par son caractère générique, l'approche proposée pourrait être étendue à d'autres filières de matériaux pour couvrir d'autres gammes spectrales, elle pourrait également bénéficier des avancées remarquables sur les boîtes quantiques pour contrôler les propriétés de gain du milieu actif et outrepasser les performances des sources actuelles.

Liste des publications

Articles dans une revue internationale:

- "*Precise frequency spacing in photonic crystal DFB laser arrays*", A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, A. Arnoult, P. Dubreuil, and F. Lozes-Dupuy, IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 20, pp. 2120-2122, 2008
- "*2.6 μ m GaSb based Photonic Crystal Coupled Cavity Lasers*", S. Mouldji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard and A. Vicet, Electronics letters vol. 45, pp. 119-1121, 2009

Conférences internationales:

- SPIE Photonics Europe 2010, Bruxelles, "*GaSb-based photonic crystal coupled cavity laser above 2.3 μ m*", S. Mouldji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard and A. Vicet. (Présentation orale)
- CLEO Europe, Munich, Germany, 2009, "*Ultra-High Q photonic crystal waveguides for DFB laser operation*", O. Gauthier-Lafaye, A. Larrue, A. Monmayrant, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)
- CLEO, San Jose (USA), 2008, "*Photonic crystal single-mode DFB laser array with precise frequency spacing*", A. Larrue, O. Bouchard, L. Jalabert, A. Arnoult, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)
- EOS Topical Meeting on Diffractive Optics, 2007, "*Affine deformation of photonic crystal to fine control the emission wavelength of DFB like laser*", A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)
- COST 288 Meeting, "*Emission control of optically-pumped photonic crystal DFB-like laser*", A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)

Conférences nationales:

- JNTE (Journées Nationales sur les Technologies Emergentes en micro-nanofabrication), Toulouse, France, 2008, "*Masking strategy for all ICP-RIE etching of high aspect ratio Photonic Crystals in GaAs*", A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, A. Arnoult, P. Dubreuil, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)
- JNOG'08, Lannion, 2008, "*Lasers tout cristal photonique de type DFB du second ordre émettant à 990nm*", A. Larrue, O. Bouchard, P. Dubreuil, J. B. Doucet, A. Arnoult, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation orale)
- JNMO'08, 12^{èmes} Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique, 2008, "*Ingénierie de longueur d'onde de lasers DFB tout cristal photonique*", A. Larrue, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. (Présentation de Poster)

AUTHOR : Alexandre LARRUE

TITLE : Single-mode GaAs-based planar photonic crystal laser sources emitting at 1 μm

ABSTRACT :

Recent progresses in nanotechnologies enable the development of new generations of laser diodes. The goal of this thesis is to demonstrate the interest of photonic crystals to overstep the limitations of conventional laser diodes and to study the technological feasibility of electrically-pumped photonic crystal laser diodes in the AlGaAs/GaAs system.

The first part presents the conception and the realization of optically-pumped laser sources on a membrane based on photonic-crystal waveguide. Several designs of cavity are successively proposed to optimize the spectral emission of the laser. We show that combining affine deformation of the photonic crystal and precise control of the width of the defect waveguide enables to achieve stable single-mode lasing together with robustness to optical feedback. These properties confirm the interest of photonic crystal cavities to overcome the spectral performances of conventional DFB laser diodes.

The second part focuses on the critical etching of high aspect ratio photonic crystal holes in the AlGaAs system. We first develop a masking strategy involving a multilayer stack which satisfies the technological requirements for deep etching of sub-micrometer structures with an entirely ICP process. Then we propose an original etching process which combines both a passivation phase and an etch phase, allowing high aspect ratio etching (higher than 10:1) for submicronic dimensions. These results pave the way towards the realization of all photonic crystal laser diodes compatible with electrical pumping.

KEYWORDS :

Semiconductor laser, Nanophotonics, Integrated optics, GaAs, Photonic crystals, reactive ion etching.

AUTEUR : Alexandre LARRUE

TITRE : Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 μm en filière GaAs

DIRECTRICE DE THESE : Françoise LOZES-DUPUY

CO-DIRECTRICE DE THESE : Sophie BONNEFONT

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : LAAS-CNRS, 17 Décembre 2009

RESUME :

Les progrès récents des nanotechnologies permettent d'envisager de nouvelles générations de diodes laser. L'objectif de cette thèse est d'étudier l'apport des cristaux photoniques pour repousser les limitations des diodes laser conventionnelles et d'étudier leur faisabilité technologique compatible avec un pompage électrique dans la filière GaAs.

Un premier volet présente la conception et la réalisation d'une source laser membranaire constituée par un guide à cristal photonique, émettant à 1 μm sous pompage optique. Plusieurs architectures de cavité sont successivement étudiées pour optimiser le comportement spectral. Nous montrons qu'une déformation de la maille photonique, associée à une optimisation de la largeur du guide, permet d'obtenir un fonctionnement monomode stable, et peu sensible à des effets parasites de réinjection optique. Ces propriétés confirment l'intérêt de cavités à cristaux photoniques pour surpasser les performances spectrales des diodes actuelles.

Un second volet s'attache à lever le verrou technologique de la gravure à fort rapport d'aspect dans les alliages AlGaAs. Nous développons une technique de masquage multicouche adaptée aux procédés de gravure plasma du semiconducteur et aux dimensions submicroniques des cristaux photoniques. Nous proposons un procédé de gravure original, enchaînant des cycles de gravure et de passivation, permettant d'atteindre des gravures à fort rapport d'aspect (supérieur à 10 :1) pour des motifs submicroniques. Ces résultats ouvrent la voie à la réalisation de sources à pompage électrique entièrement définies par des cristaux photoniques planaires.

MOTS-CLES :

Laser à semiconducteur, Nanophotonique, Optique intégrée, GaAs, Cristaux photoniques, Gravure ionique réactive

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE : Microondes, Électromagnétisme et Optoélectronique

LAAS-CNRS, 7 AVENUE DU COLONEL ROCHE 31077 TOULOUSE