



HAL
open science

Lasers à cristaux photoniques pour la spectroscopie infrarouge

Souad Moumdji

► **To cite this version:**

Souad Moumdji. Lasers à cristaux photoniques pour la spectroscopie infrarouge. Electronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2011. Français. NNT: . tel-01068165

HAL Id: tel-01068165

<https://theses.hal.science/tel-01068165v1>

Submitted on 25 Sep 2014

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

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

Académie de Montpellier
Université Montpellier II
Sciences et Techniques du Languedoc

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Discipline : Electronique, Optronique et Systèmes
Formation Doctorale : Electronique, Composants et Systèmes
Ecole Doctorale : Information, Structures et Systèmes

LASERS A CRISTAUX PHOTONIQUES POUR LA SPECTROSCOPIE INFRAROUGE

Présentée et soutenue

par

Souad MOUMDJI

Le 14 mars 2011

Devant le jury composé de :

Abderrahim RAMDANE	Directeur de Recherche, LPN, Paris	Rapporteur
Didier DECOSTER	Professeur des Universités, IEMN, Lille	Rapporteur
Raffaele COLOMBELLI	Directeur de Recherche, IEF, Paris	Examineur
Bernard ORSAL	Professeur des Universités, IES, Montpellier	Examineur
Sophie BONNEFONT	Chargée de Recherche, LAAS, Toulouse	Codirectrice
Aurore VICET	Maître de conférences, IES, Montpellier	Codirectrice
Yves ROUILLARD	Maître de conférences, IES, Montpellier	Directeur de thèse

A mes parents,

“ *Patience et longueur de temps font plus que force ni que rage* ”

Jean de La Fontaine

Remerciements

Enfin voici venu le temps des remerciements, ce temps marque la fin de trois années de thèse qui m'ont donné l'occasion de croiser et côtoyer diverses personnes qu'il me paraît indispensable de remercier. Ces femmes et ces hommes qui, par leurs conseils et soutiens, m'ont permis de mener à bien la thèse présentée dans ce manuscrit.

Tout d'abord, je tiens à remercier les deux laboratoires l'IES et le LAAS pour m'avoir accueillie au sein de leur structure. Plus précisément, merci à Madame Françoise LOZES DUPUY et Monsieur Eric TOURNIE pour m'avoir intégrée au sein de leur groupe respectif Photonique et Nanomir.

Je n'aurai pas obtenu mon diplôme de docteur sans la contribution de mes deux rapporteurs, Messieurs Abderrahim RAMDANE et Didier DECOSTER, je les remercie d'avoir accepté d'être juges de mon travail. Merci aussi à Messieurs Raffaele COLOMBELLI ainsi qu'à Bernard ORSAL d'avoir fait partie de mon jury de soutenance.

La réussite d'une thèse étant étroitement liée à la valeur de l'encadrement, je puis témoigner par ces lignes que je ne pouvais mieux tomber. Que Monsieur Yves ROUILLEARD, Mesdames Aurore VICET et Sophie BONNEFONT trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Je repense ici aux moments de la rédaction, où par leurs remarques pertinentes j'ai pu sans cesse améliorer mon manuscrit. Au-delà de l'aspect professionnel, ils ont été de par leur disponibilité et qualités humaines des personnes que je suis ravie d'avoir connues. Je considère comme une grande chance d'avoir pu profiter de leurs expériences et connaissances scientifiques.

Ma gratitude va aussi à Monsieur Olivier GAUTHIER-LAFAYE pour ses précieux conseils. Je dois dire que ses connaissances en informatique et en physique m'ont laissée, plus d'une fois, sans voix. Je suis ravie d'avoir pu profiter, un tant soi peu, de son savoir.

Merci également à Antoine MONMAYRANT pour m'avoir conseillée, notamment lors d'une répétition organisée avec le LAAS. Sa vision des choses m'a permis de mieux aborder ma soutenance.

Une grande pensée à tout le groupe Photonique grâce auquel j'ai pu passer 18 mois très agréables.

Que le personnel TEAM du LAAS trouve ici l'expression de ma profonde sympathie. Merci aux « graveurs » Messieurs Pascal DUBREUIL et Djaffar BELHARET de m'avoir conseillée, supportée et d'avoir été disponibles pour mes différents essais de gravure. Un grand merci aussi à Monsieur Laurent BOUSCAYROL pour sa bonne humeur et sa grande gentillesse ainsi qu'à Monsieur Franck CARCENAC pour ses enseignements en microscopie électronique à balayage et lithographie électronique.

Mon séjour au LAAS n'aurait pas été le même sans la présence des différents chercheurs en herbe que sont les doctorants. Ils ont fait de mon expérience « LAASsienne », une période qui restera à jamais gravée dans mon esprit. A Kostas, mon collègue de bureau, que je suis ravie de compter parmi mes amis, merci pour sa quiétude jamais ébranlée, pour son aide sur Origin et pour tous les bons moments. Je n'oublierai pas le panier de basket, les concours de Wordchallenge et la fameuse balade en tandem où j'ai pu démontrer mes talents vélocipédiques. A Alexandre, merci pour ses précieux conseils, ses blagues, ses discussions sur le sport et ses encouragements. Je n'oublierai pas notre échange sur skype où usant de son expérience, il a guidé ma réflexion pour mon chapitre Techno. A Moustapha, dont la discrétion n'a d'égale que son intelligence. Merci pour sa sympathie, cela me fait toujours plaisir de le voir à Montpellier lors de ses réunions professionnelles. A Kristel et à Julien, merci à tous deux pour les moments partagés, les pauses café à faire les mots croisés. Etant les prochains à soutenir, je leur souhaite beaucoup de courage et qu'ils soient confiants, le succès leur est promis. Merci aussi à Benjamin pour sa sympathie, j'ai été contente de le revoir en compagnie de Véronique lors de la conférence SPIE. Bonne continuation!

Je relis souvent la carte qu'ils m'ont écrite avant mon départ. Sa lecture me plonge toujours dans un agréable sentiment de nostalgie.

Une pensée à Paynee et à tous les nouveaux venus que je n'ai malheureusement pas eu le temps de connaître.

Après les 18 mois passés au LAAS, place à Nanomir.

Merci à toute l'équipe pour la bonne ambiance, le son des clochettes raisonnera encore très longtemps dans mon esprit.

Tout d'abord, une grande pensée pour Monsieur Thierry TALERIO, sans qui ces lignes ne se seraient pas écrites. Cette thèse je l'ai faite grâce à sa recommandation et je l'en remercie. Je suis ravie d'avoir pu bénéficier de ses cours durant mon cursus universitaire et en garde le meilleur souvenir.

Merci à Monsieur Alexei BARANOV, le génie du labo, travailler en sa compagnie procure une grande fierté. J'espère un jour, arriver à avoir autant de charisme et de savoir.

Les photos prises au microscope optique n'auraient pas été aussi réussies sans la contribution de l'artiste Monsieur Pierre GRECH, merci beaucoup pour son aide et sa disponibilité. En particulier, pour les montages de mes diodes qui m'ont causés, plus d'une fois, beaucoup de soucis.

A Jean-Marc ANIEL pour ses découpes, sa bonne humeur quotidienne et ses qualités humaines. Ma première « manip » au labo fut la peinture de mon bureau, j'en garde un très bon souvenir.

Merci également à Madame Anne TRIAIRE, Messieurs Laurent CERUTTI, Jean-Baptiste RODRIGUEZ, Arnaud GARNACHE, Philippe CHRISTOL, Roland TEISSIER, Michael BAHRIZ, Guilhem BOISSIER, Jean-Rémy REBOUL, Grégoire NARCY, Jean-Philippe PEREZ et Jean-Christophe MORENO pour leur sympathie et leur présence.

Comme au LAAS, mon séjour à l'IES n'aurait pas eu la même saveur sans la présence de mes collègues « thésards » qui se sont embarqués dans la même aventure. Merci à Mohammad et Sofiane pour les pauses partagées, pour les discussions politiques et d'autres plus terre à terre. Ils sont en ce moment aux portes de la soutenance, dans la phase rédactionnelle qui exige idées claires et expression précise. De cela, je suis persuadée, ils seront à la hauteur. A mes collègues de bureau, Dorian, Alexandre, Hoang et Yoan pour les apartés en cours de rédaction qui m'ont permis, chaque fois, une détente entre deux chapitres. A Cyril, Justin, merci pour leurs encouragements et je leur souhaite une bonne continuation. Aux nouveaux venus, Rachid, Vilianne & Pierre, bienvenue au monde de la recherche et bon courage !

Mes remerciements ne pouvaient prendre fin sans mentionner ceux qui, en dehors du monde des laboratoires, m'ont permis de vivre, ces trois années, au mieux de par leurs amitiés et sympathies.

A mes amies de longue date : Rym et Massiva avec lesquelles j'ai gardé des liens étroits depuis la période lycéenne. Leur soutien constant m'a été utile et avec Massiva, les longues conversations téléphoniques m'ont aidée, à chaque fois, à m'évader du stress de la soutenance.

A Selma, Audrey, Richard, Peli, Lihak et Jo, Christophe et Ingrid, Laurent et Christie : merci pour leur présence attentionnée.

A Ourida, qui m'a accueillie à mon arrivée à Montpellier et que je vois comme une fée dont la bonté est sans limite, je dis toute mon affection filiale.

Merci à Farid d'être là, toujours présent, de m'encourager, d'être l'épaulé sur laquelle je m'épanche dans mes moments de faiblesse et surtout de croire en moi.

Merci à Amina, ma petite sœur, qui a toujours su supporter mes impatiences ou agacements. Je suis heureuse de souligner ici les sentiments de profond amour que nous avons l'une pour l'autre.

Merci à ceux cités les derniers puisque les principaux: mes parents. De leur part je n'ai eu qu'amour, protection et soutien. Je leur dois tout, ils sont et resteront le moteur de ma motivation. Je leur dédie ce manuscrit.

Et enfin, merci à ma chère et grande famille qui m'a témoigné tant de sollicitude.

A ceux que je ne cite pas, mais que je n'oublie pas, j'adresse toute ma gratitude.

Au terme de ce parcours, j'exprime ma reconnaissance à tous de m'avoir accompagnée, chacun et chacune à sa manière, durant cette aventure certes scientifique mais néanmoins humaine et qui constitue une étape décisive dans ce qui sera mon destin.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE 1 : CONTEXTE DE L'ETUDE	5
I. LA DÉTECTION DE GAZ	5
I.1 Principe.....	6
I.2 Spectroscopie d'Absorption par Diodes Laser Accordables.....	8
II. LES DIODES LASER DANS LE MOYEN INFRAROUGE	10
II.1 Principes de Base des Diodes Laser.....	10
II.2 Physique de la Diode Laser.....	11
II.2.1. Oscillation Laser	12
II.2.2. Condition sur le Gain.....	12
II.2.3. Condition sur la Phase	13
II.2.4. Spectre d'émission	13
II.3 Diodes Laser à base d'Antimoniures	14
II.3.1. Zones Actives	15
II.3.2. Puits Quantiques	16
II.3.3. Structures de Bandes.....	17
II.3.4. Vers les Longueurs d'Onde > 3 μm	20
III. DIODES LASER MONOFREQUENCES, ACCORDABLES (DANS LE MIR).....	23
IV. CONCLUSION	25
RÉFÉRENCES	27

CHAPITRE 2 : ETUDE DES LASERS A CAVITÉS COUPLÉES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES. 30

I. LES CRISTAUX PHOTONIQUES	30
I.1. Introduction.....	30
I.2. Généralités.....	34
I.2.1. Equations de Maxwell : Milieu Homogène	35
I.2.2. Méthode des Ondes Planes : Milieu Périodique	36

I.3.	Propriétés de Propagation des Cristaux Photoniques.....	37
I.3.1.	Cristal Photonique Unidimensionnel : Le Miroir de Bragg.....	37
I.3.2.	Cristal Photonique Bidimensionnel	38
I.4.	Diodes Laser à Cristaux Photoniques	42
I.4.1.	Réflecteurs à Cristaux Photoniques insérés dans des Diodes Laser ...	42
I.4.2.	Cristaux Photoniques Bidimensionnels en Approche Planaire	43
II.	LES LASERS À CAVITÉS COUPLÉES	45
II.1.	Principe de Fonctionnement.....	45
II.1.1.	Configurations des Cavités Couplées	46
II.1.2.	Sélection Modale & Accordabilité	47
II.2.	Etat de l'Art des Lasers à Cavités Couplées par des Cristaux Photoniques.....	49
III.	CONCEPTION DES DIODES LASER À CAVITÉS COUPLÉES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES	52
III.1.	Structures d'Etude.....	52
III.2.	Guide d'Onde.....	55
III.2.1.	Confinement Optique Transverse (TE)	56
III.2.2.	Confinement Optique Latéral (TM)	57
III.3.	Miroir à Cristal Photonique.....	59
III.4.	Nouvelle Configuration de Lasers à Cavités Couplées.....	63
III.4.1.	Distance séparant les Deux Cavités	63
III.4.2.	Effet des Miroirs à Cristaux Photoniques	65
IV.	CONCLUSION	66
	RÉFÉRENCES	67

**CHAPITRE 3 : DÉVELOPPEMENT D'UN PROCÉDÉ DE FABRICATION DE CAVITÉS COUPLÉES
PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES..... 71**

I.	INTRODUCTION	71
II.	DÉVELOPPEMENT D'UN PROCÉDÉ DE GRAVURE À FORT RAPPORT D'ASPECT POUR LA RÉALISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES DANS LA FILIÈRE ALGAASSB/GASB	71
II.1.	Contexte de la Gravure Profonde.....	71
II.2.	Gravure Sèche dans les III-V	72

II.2.1.	Introduction.....	72
II.2.2.	Etat de l'Art de la Gravure des Cristaux Photoniques 2D sur InP & GaAs	74
II.2.3.	Etat de l'Art de la Gravure Profonde dans la Filière GaSb.....	75
II.3.	Mise en Œuvre du Masque de Gravure.....	75
II.3.1.	Lithographie Electronique	76
II.3.2.	Procédé de Gravure de Motifs Nanométriques dans la Silice	78
II.4.	Gravure Profonde du GaSb	83
II.4.1.	Mise en Œuvre	84
II.4.2.	Procédé de Base	85
II.4.3.	Etude de la Passivation par ajouts de O ₂ puis de N ₂ au plasma Cl ₂ /N ₂	87
II.4.4.	Introduction de la Gravure Multi-Etapes de type Bosch.....	89
II.5.	Conclusion.....	97
III.	DÉVELOPPEMENT D'UN PROCÉDÉ DE RÉALISATION DE CAVITÉS COUPLÉES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES.....	98
III.1.	Procédé Technologique Complet.....	98
III.2.	Description du Premier Jeu de Masques.....	100
III.3.	Gravure ICP-RIE du Ruban et des Motifs d'Alignement.....	102
III.4.	Réalisation du Miroir Intracavité	105
III.4.1.	Alignement des Lithographies Optique & Electronique	105
III.4.2.	Réalisation des Miroirs à Cristaux Photoniques.....	111
III.5.	Isolation pour Prise de Contacts.....	111
III.6.	Dépôt de Contacts face avant et Repérage des Composants.....	113
III.7.	Amincissement, Métallisation Face-Arrière, Clivage et Montage des Diodes	115
IV.	CONCLUSION	116
	RÉFÉRENCES	117
CHAPITRE 4 : CARACTÉRISATIONS ELECTRIQUES & SPECTRALES DES COMPOSANTS.....		120
I.	INTRODUCTION	120
II.	LASERS ÉMETTANT A 2.6 μM	120
II.1.	Description des Composants.....	120

II.2.	Caractérisations du Ruban de Référence.....	124
II.3.	Caractérisations des Lasers à Cavités Couplées.....	126
II.3.1.	Caractérisations en Court-Circuit	126
II.3.2.	Caractérisations en Cavités Indépendantes – Sans Court-Circuit –..	128
II.3.3.	Caractérisations Spectrales	129
III.	LASERS ÉMETTANT A 2.3 μM	132
III.1.	Caractérisations Electriques	132
III.1.1.	Contact Large	132
III.1.2.	Contact Etroit	133
III.1.3.	Lasers à Cavités Couplées	133
III.2.	Etude Spectrale.....	145
III.2.1.	Etude des Cavités Couplées	145
III.2.2.	Spectres d’Emission.....	151
III.2.3.	Mesure de L’Accordabilité en Courant	157
III.2.4.	Faisabilité de la Mesure de Méthane et du Monoxyde de Carbone à 2.3 μm	158
IV.	CONCLUSION	160
	RÉFÉRENCES	162
	CONCLUSION GÉNÉRALE.....	163
	BIBLIOGRAPHIE	167

INTRODUCTION GENERALE

Dans un monde où l'industrialisation se développe massivement, le problème de la pollution atmosphérique est plus que jamais d'actualité. Il y a longtemps que la présence dans l'atmosphère terrestre de fumées, de cendres et d'autres produits de simples combustions est considérée comme une nuisance, mais ce n'est que récemment que la conviction de leur dangerosité pour la santé humaine et la préservation des milieux a été mise en évidence. La prise de conscience de plus en plus importante des populations et des sphères dirigeantes pousse à de nombreuses actions et s'exprime par des réglementations de plus en plus strictes imposées à l'échelle internationale limitant par exemple les émissions polluantes. A ce propos, le protocole de Kyoto, ratifié par 175 pays en 1997, visait à diminuer les émissions de gaz à effet de serre et ce pour les quinze années à venir. Plus récemment, en décembre 2009, le sommet de Copenhague (prolongement du protocole de Kyoto) s'est soldé par un échec puisque les états industrialisés et les pays en voie de développement ne se sont pas accordés sur les mesures de réduction des émissions de gaz à effet de serre à mettre en œuvre au sein de leur pays avec des objectifs à court, moyen et long terme. Cependant, la proposition du Grenelle de l'environnement organisée par la France, en 2007, témoigne bien de cette prise de conscience de plus en plus présente, de cette volonté de changer les choses et surtout de préserver la planète dans laquelle nous vivons. Tout ceci passe, entre autres mesures, par la surveillance et la quantification des rejets de certaines espèces polluantes et toxiques émises dans l'atmosphère. De ce fait, les normes internationales et européennes notamment, deviennent de plus en plus restrictives.

Cependant, les études des polluants atmosphériques suivent des problèmes pour lesquels il n'existe pas de solution unique. Nous nous focaliserons ici sur les voies optiques basées sur la spectroscopie d'absorption. Parmi ces méthodes, nous nous intéressons à la Spectroscopie d'absorption par Diodes Laser Accordables (SDLA) ou TDLAS (acronyme anglais pour *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*).

Plus précisément, les études présentées dans cette thèse s'inscrivent dans la mise en œuvre de composants capables d'être introduits dans des systèmes précis, fiables et rapides de détection de gaz polluants dans l'atmosphère. Cet objectif passe par le développement de sources lasers performantes avec des propriétés assez strictes, compatibles avec les méthodes utilisées. Ces spécificités se traduisent tout d'abord par des lasers fonctionnant à température ambiante, en régime continu et émettant à des longueurs d'onde bien précises où les gaz en question présentent des raies d'absorption. Par ailleurs, ces composants doivent répondre à d'autres exigences en termes de propriétés spectrales, ils doivent être particulièrement monofréquences et ajustables en longueur d'onde.

La spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables est donc une technique de détection de gaz en phase gazeuse très sensible et sélective pourvu que l'on dispose des lasers adéquats. La mesure se base sur la capacité d'accorder la longueur d'onde d'émission du laser pour sonder une raie de gaz et de détecter la part de lumière absorbée par l'espèce gazeuse.

Les meilleures opportunités de cette application se situent dans le moyen infrarouge (entre 2 et 5 μm) où de nombreuses molécules d'intérêt industriel ou environnemental telles que le CH_4 , le CO , CO_2 ...présentent des raies d'absorption intenses qui les rendent détectables avec des sources lasers.

La problématique de ce travail de thèse est donc de développer des sources laser capables de permettre la détection d'espèces gazeuses dans le moyen infrarouge. Comme déjà évoqué, ces sources lasers doivent répondre à certaines exigences fixées par la SDLA. Notamment, elles doivent fonctionner en régime continu, à température ambiante et présenter des rapports de suppression de modes secondaires supérieurs à 25 dB et une accordabilité continue de l'ordre de 1 nm.

Dans ce contexte, les lasers à semiconducteurs, sont particulièrement attrayants de par leur robustesse et leur compacité, et ils constituent la base de l'étude. La gamme de longueur d'onde que nous visons nécessite l'utilisation de matériaux III-V à petits gaps tels que l'antimoniure de gallium, les lasers à semiconducteurs d'intérêt appartiennent donc à la filière des antimoniures, basés sur des zones actives à base de puits quantiques, fabriqués par épitaxie par jets moléculaires. Toutefois, il apparaît indispensable de développer un nouveau type de diodes laser monofréquences accordables dédiées à la détection de gaz. Nous proposons une approche originale de réalisation de diodes laser qui consiste à utiliser deux cavités laser couplées par un miroir intracavité à cristal photonique de manière à stabiliser l'émission du composant et améliorer le filtrage fréquentiel.

Le travail de thèse a débuté en janvier 2008 et s'inscrit dans le cadre du projet CRISPI, acronyme pour « Lasers à Cristaux Photoniques pour la Spectroscopie Infrarouge ». Il s'agit d'un programme financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) (*ANR-07-BLAN-0326-01*) réunissant deux laboratoires, l'IES (Institut d'Electronique du Sud) de Montpellier et le LAAS-CNRS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes), basé à Toulouse. Plus précisément, c'est au sein des groupes NanoMIR (Composants à Nanostructures pour le Moyen-Infrarouge) – côté IES- et Photonique- côté LAAS- que s'est déroulé mon travail de thèse avec une première partie (18 mois) effectuée à Toulouse et qui s'est poursuivie à Montpellier pour les 18 mois restants.

Le groupe NanoMIR a comme activité principale de recherche la réalisation et l'étude de composants optoélectroniques reposant sur des nanostructures de semiconducteurs à base d'antimoniures tandis que le groupe Photonique axe ses

recherches sur la conception et les technologies de fabrication de dispositifs optoélectroniques (en particulier sur des matériaux III-V) menant à la réalisation de dispositifs innovants.

Chacun des laboratoires est intervenu à différents stades du projet. Concernant le groupe NanoMIR, celui-ci a travaillé sur la conception des échantillons et de ce fait sur la croissance des structures laser par épitaxie par jets moléculaires ainsi que sur les caractérisations des composants finis. Disposant d'une centrale technologique importante, le LAAS est quant à lui intervenu dans le développement du procédé technologique des lasers à cavités couplées par cristaux photoniques. Les modélisations des structures ont été faites dans les deux laboratoires. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit et dont la présentation s'articule en quatre chapitres décrits ci-après.

Nous détaillons, dans le premier chapitre, la technique de la spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables. Nous présentons les exigences requises par l'utilisation de cette méthode et reprenons les principes de base de fonctionnement des diodes laser. Nous mettons l'accent sur les difficultés rencontrées pour atteindre les longueurs d'onde supérieures à 3 μm et dressons un état de l'art des diodes laser monofréquences accordables dans le domaine spectral qui nous intéresse (moyen infrarouge).

Le deuxième chapitre traite des deux concepts utilisés dans le design du composant : les cavités couplées et les cristaux photoniques. Nous rappelons, dans une première partie, les principales propriétés des cristaux photoniques et spécifions leur apport dans leur utilisation en tant que miroir intracavité dans des diodes laser conventionnelles. Une deuxième partie de chapitre présente le fonctionnement des lasers à cavités couplées ainsi qu'un état de l'art des diodes laser à cavités couplées par des cristaux photoniques. Une dernière partie est consacrée à la conception des diodes laser à cavités couplées par des cristaux photoniques en se focalisant sur la détermination des paramètres structuraux nécessaires à l'obtention des composants souhaités.

Le but du troisième chapitre est de présenter, en détail, le procédé complet de fabrication des composants. Nous axons notre étude sur les points critiques rencontrés au cours du procédé et nous verrons comment la prise en compte des contraintes technologiques impliquées, notamment par la gravure profonde des cristaux photoniques, nous a conduits à proposer et à développer une méthode spécifique de gravure à fort rapport d'aspect dans les antimoniures.

Le quatrième chapitre, dernier de ce manuscrit, est consacré à l'étude expérimentale des composants réalisés. Notre étude se focalise sur les diodes laser à cavités couplées émettant à deux longueurs d'onde distinctes : 2.6 et 2.3 μm . Les caractéristiques des différents composants sont présentées avec une étude de leurs propriétés électriques et spectrales. Celles-ci sont comparées aux diodes laser de technologie standard.

Enfin, une conclusion fera le bilan complet de cette étude et donnera les perspectives d'avenir envisagées avec les composants à cristaux photoniques à bases d'antimoniures.

CHAPITRE 1 :

CONTEXTE DE L'ÉTUDE

Ce premier chapitre situe le contexte de l'étude. Tout d'abord, nous explicitons les principes de base de la détection de gaz avec un intérêt particulier porté sur la technique de spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables. Pour être adaptées à cette technique de mesure, les diodes laser doivent avoir des propriétés spectrales particulières : être monofréquences et ajustables en longueur d'onde. La gamme spectrale du moyen infrarouge présente des raies de gaz intenses la rendant intéressante pour l'application que nous visons. Ainsi, les diodes laser étudiées dans le cadre de ce projet sont des composés à base d'antimoniures fabriqués par épitaxie par jets moléculaires et sont destinées à des émissions couvrant le moyen infrarouge.

Dans une deuxième partie de chapitre, nous reprenons les principes de base de fonctionnement des diodes laser en soulignant le travail minutieux effectué sur le design de la zone active pour atteindre les grandes longueurs d'onde. Enfin, nous présentons un état de l'art des diodes laser monofréquences accordables dans le moyen infrarouge.

I. LA DÉTECTION DE GAZ

Face à un intérêt de plus en plus accru porté sur l'environnement, la communauté scientifique est amenée à penser de nouveaux dispositifs. L'un des besoins, exprimé par l'ensemble des pays industrialisés, concerne le contrôle de la pollution, cela revient à mettre à disposition des industriels des outils d'investigation fiables pour mieux quantifier et contrôler les émissions de polluants atmosphériques.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans ce contexte et tente de répondre à cette demande par le biais de conception de lasers susceptibles d'être insérés dans des systèmes capables de détecter, d'identifier et mesurer des espèces gazeuses présentes dans l'atmosphère.

Avant d'explicitier les propriétés requises par le laser pour répondre à une telle application, nous allons expliquer, dans ce qui suit, le principe même de la détection de gaz.

I.1 PRINCIPE

Diverses techniques existent et sont utilisées pour détecter des gaz. Une technique optique traditionnellement employée est la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier désignée par l'acronyme anglais FTIR pour *Fourier Transformed InfraRed Spectroscopy*. Cette méthode, basée sur l'absorption d'un rayonnement infrarouge par le matériau (ou le gaz) analysé, permet d'analyser les fonctions chimiques présentes dans le matériau via la détection de vibrations caractéristiques des liaisons chimiques. Lorsque la longueur d'onde du faisceau lumineux coïncide avec l'énergie de vibration de la molécule, cette dernière va absorber le rayonnement et une diminution de l'intensité transmise est enregistrée.

La plupart des molécules possède des bandes d'absorption entre niveaux de rotation-vibration à des longueurs d'onde bien précises ce qui constitue de véritables signatures moléculaires pouvant être identifiées par un logiciel approprié.

Toutefois, le FTIR est un dispositif volumineux et coûteux qui requiert une étape d'échantillonnage avant l'analyse de gaz. Une autre méthode, considérée comme étant plus compacte, sélective, sensible et surtout permettant une mesure en temps réel est la technique TDLAS, acronyme anglais de *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*. En français, cette technique est désignée par l'acronyme SDLA (Spectroscopie d'absorption par Diodes Laser Accordables).

La SDLA est une technique qui se base sur le même principe que le FTIR. Il s'agit de mesurer l'absorption, par une espèce gazeuse, de la lumière émise par la diode laser.

La Figure 1.1 illustre l'intensité des raies d'absorption de plusieurs espèces gazeuses, entre 2 et 5 μm . Cette figure fait bien apparaître que cette région spectrale du moyen infrarouge présente de nombreuses raies d'absorption la rendant appropriée à la détection de gaz. Aussi, notons que cette gamme de longueur d'onde présente de nombreuses fenêtres de transparence où les absorptions par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone sont très faibles (aux alentours des 2.3 μm et entre 3.4 et 4 μm). Dans ces zones précises, la détection d'autres molécules gazeuses peut se faire sans interférence dans l'air ambiant.

De plus, il apparaît que les lignes d'absorption des molécules gazeuses sont plus intenses pour des longueurs d'onde élevées. Si l'on considère le cas du méthane CH_4 (en rouge sur le graphe), son absorption à 3.24 μm est bien plus forte que celle observée au voisinage de 2.31 μm – 50 fois plus intense – et qu'au voisinage de 1.65 μm – 200 fois plus intense. De façon à se positionner dans une région où les raies d'absorption d'espèces gazeuses sont bien distinctes et intenses, il apparaît évident que la gamme de longueur d'onde du moyen infrarouge est celle qu'il nous faut viser.

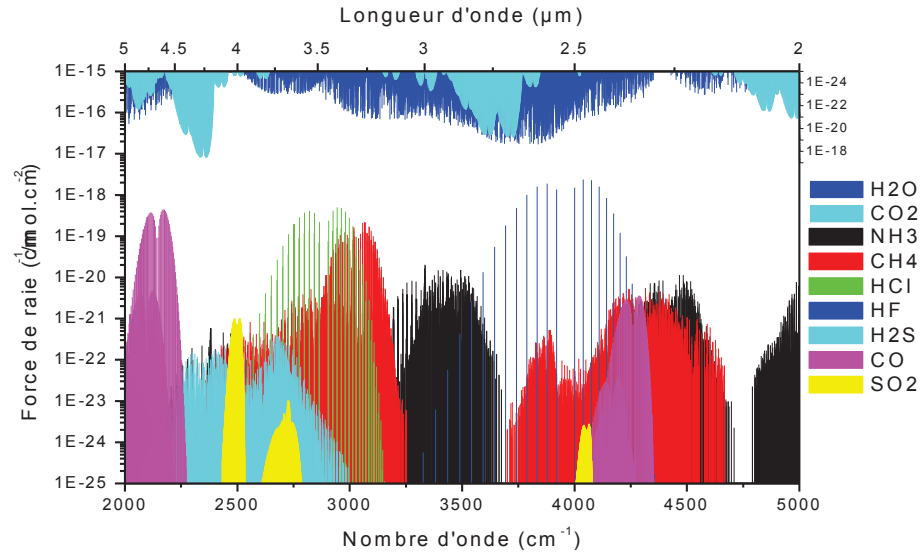


Figure 1.1 : Intensité des raies d'absorption de différentes espèces gazeuses entre 2 et 5 μm – Données HITRAN 96 [1] -

Cependant, la réussite des techniques de détection de gaz et en particulier la spectroscopie par diodes laser accordables est étroitement liée aux spécificités des diodes laser utilisées. En effet, cette technique demande l'utilisation de diodes laser fonctionnant de préférence à température ambiante, qu'elles aient une émission monofréquence ainsi qu'une large accordabilité.

Le choix du détecteur est aussi important car sa sensibilité spectrale intervient dans la qualité des mesures effectuées. Une large gamme de détecteurs existe, à l'image de ceux proposés par la société Judson¹, pour répondre aux besoins de diverses applications et ce pour des gammes spectrales allant de l'UV à l'IR lointain. La Figure 1.2 illustre la diversité des détecteurs en fonction de la longueur d'onde considérée. Nous noterons que pour une longueur d'onde de 2 à 3 μm , qui est notre gamme spectrale d'étude, nous utiliserons un détecteur InAs (en orange sur la figure) ou InGaAs étendu jusqu'à 2.6 μm (en rouge).

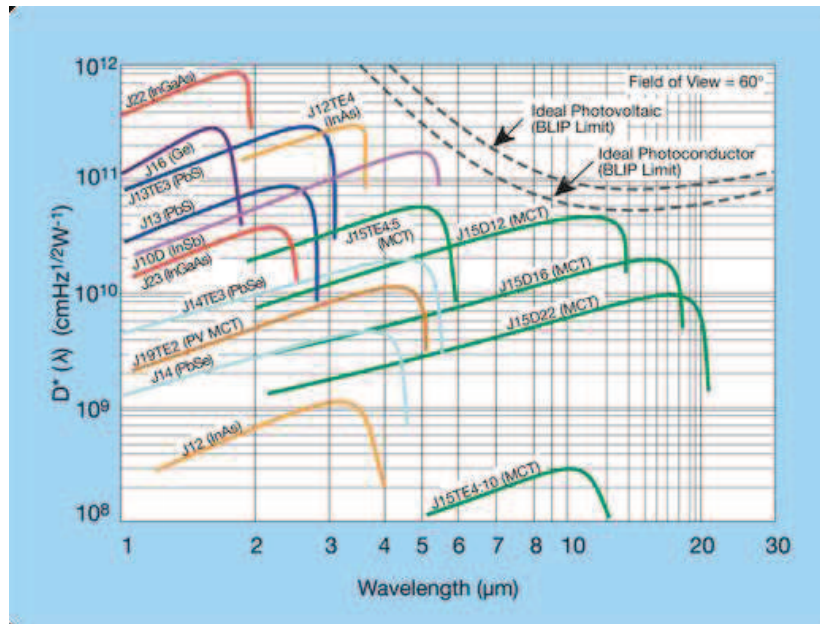


Figure 1.2 : Graphique représentant la diversité des détecteurs existants en fonction de la gamme spectrale choisie¹.

Dans la suite de ce chapitre, après une brève description de la SDLA, nous présentons les diodes laser à émission dans le moyen infrarouge avec une première partie qui reprendra les principes de base du fonctionnement des diodes laser et une seconde partie où seront soulignées les particularités de composition des zones actives de ces composants. Un état de l'art de ces lasers sera également donné.

Dans une dernière partie, nous abordons le caractère monofréquence requis pour les diodes adaptées à la détection de gaz et les moyens dont on dispose pour l'obtenir.

I.2 SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION PAR DIODES LASER ACCORDABLES

Comme nous l'avons précédemment évoqué, la spectroscopie d'absorption à diodes laser accordables permet de détecter et de quantifier des espèces gazeuses en absorbant la lumière émise par le laser. Généralement, la variation de longueur d'onde nécessaire à cette application est obtenue en injectant dans le laser une rampe de courant qui s'accompagne inévitablement d'une rampe de la puissance émise. On balaie ainsi une zone de longueur d'onde de quelques nanomètres ce qui permet de traverser une raie d'absorption dont on cherche à connaître l'amplitude.

La Figure 1.3 illustre la technique en question.

¹ <http://www.teledynejudson.com/>



Figure 1.3 : Technique de la détection de gaz par diodes laser accordables.

L'allure du signal reçu par le détecteur est présentée à la Figure 1.4, où la puissance émise est donnée en fonction de la longueur d'onde. Le changement de l'allure de la courbe avec la décroissance de la puissance émise, correspond à l'absorption par une espèce gazeuse. Les techniques de spectroscopie sont basées sur la loi donnée par Beer et Lambert qui permet de déterminer l'absorption de la lumière dans les milieux homogènes. Cette loi décrit l'absorption exponentielle d'une émission monochromatique de nombre d'onde σ à travers un milieu absorbant de longueur L . La puissance du signal transmis à travers ce milieu est formulée comme suit :

$$P_T(\sigma_0) = P_0(\sigma_0) \cdot \exp(-\alpha(\sigma_0, P, T) \cdot L) \quad \text{Eq.1.1}$$

Où P_T : Puissance du signal transmis (W)

σ_0 : Nombre d'onde (cm^{-1})

α : Coefficient d'absorption (cm^{-1})

L : Chemin absorbant (cm)

Et P, T : Conditions respectives de pression et de température

Le coefficient d'absorption α dépend du nombre d'onde, de la pression et de la température du milieu absorbant. Il se décrit par la relation suivante [2]:

$$\alpha(\sigma, P, T) = S(\sigma, T) \cdot N \cdot f(\sigma, P, T) \quad \text{Eq.1.2}$$

Avec $S(\sigma_0, T)$ qui représente la force de la raie centrée sur le nombre d'onde σ_0 , elle décrit la capacité d'absorption de la raie ($\text{cm}^{-1}/\text{molécule} \cdot \text{cm}^{-2}$)

N : Concentration de l'espèce absorbante ($\text{molécule}/\text{cm}^3$)

$f(\sigma, P, T)$: Profil normalisé de la raie (cm) : décrit la distribution spatiale de l'intensité absorbée de part et d'autre du nombre d'onde σ_0 (cm).

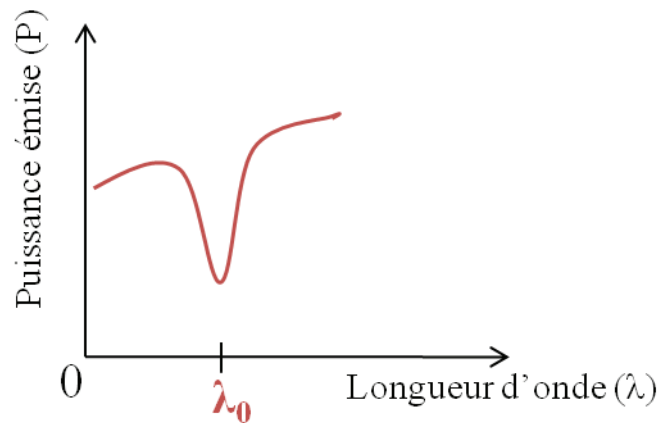


Figure 1.4 : Signal transmis reçu par le détecteur en fonction de la longueur d'onde. La décroissance de la puissance correspond à l'absorption optique de l'espèce gazeuse.

Dans le cas de faibles absorptions (applications typiques de SDLA), on montre que la concentration en gaz est directement proportionnelle à l'intensité de l'absorption.

II. LES DIODES LASER DANS LE MOYEN INFRAROUGE

II.1 PRINCIPES DE BASE DES DIODES LASER

La notion d'émission stimulée, introduite par A. Einstein en 1917, explique comment un photon incident peut induire la chute d'un électron à un niveau d'énergie plus faible, en restituant cette énergie sous la forme d'un photon similaire au photon incident, c'est-à-dire avec la même énergie, vecteur d'onde, phase et polarisation. Ainsi, un photon d'énergie $h\nu$ génère un deuxième photon, c'est l'amplification de la lumière à la fréquence ν .

Le premier laser (acronyme anglais de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*), créé en 1960, est une source d'émission de photons qui par émission stimulée crée une lumière monochromatique cohérente. Plusieurs types de lasers existent tels que les lasers à gaz, les lasers liquides à colorants, les lasers à fibres, les lasers à électrons libres, les lasers à semiconducteurs...

C'est sur ce dernier type de laser que nous allons axer notre travail.

La diode laser appelée laser à semiconducteur, laser à jonction, laser à hétérojonction est une diode à semiconducteur conçue et utilisée de façon à exploiter l'effet laser.

Envisager un semiconducteur comme milieu amplificateur afin de réaliser une amplification de la lumière par émission stimulée est une idée qui avait précédé le laser

lui-même. En 1962, le premier laser à semiconducteur en GaAs est fabriqué par Hall et al. [3]. La fugacité de l'émission des lasers à semiconducteurs n'a pas enchanté au départ beaucoup de monde. En effet, les premiers lasers à semiconducteurs pn nécessitaient de fortes densités de courant (environ 10^5 A/cm²) pour atteindre l'inversion de population. Ces fortes valeurs de courant induisaient un échauffement du dispositif, il s'ensuivait une destruction rapide de celui-ci. Toutefois, la praticabilité de ces lasers fut largement accrue dans les années 70 avec la mise en pratique de l'idée de H. Kroemer [4] émise quelques années auparavant et qui était de créer des structures à confinement optique et électronique. Par ailleurs, les progrès de la microélectronique et la maîtrise croissante des techniques de croissance des matériaux ont permis une rapide évolution de ces lasers.

Les diodes laser présentent de nombreux avantages. Leurs dimensions, quelques centaines de microns de long pour une dizaine de micron de large, leur donnent un caractère très compact : un atout certain pour la réalisation de systèmes de détection portables et de faible consommation. Selon la filière technologique considérée, elles couvrent une large gamme spectrale qui s'étend du visible au moyen infrarouge. Leur énergie de pompe peut-être électrique, elles ont une forte capacité de modulation, des puissances de sortie de plusieurs Watts en continu et enfin elles présentent un faible coût de fabrication.

II.2 PHYSIQUE DE LA DIODE LASER

Comme tout laser, les diodes laser sont constituées de trois éléments : la zone active qui amplifie les ondes lumineuses par émission stimulée, une cavité résonnante qui sélectionne les longueurs d'onde émises augmentant ainsi l'amplification, et un dispositif de pompage produisant une inversion de population des porteurs dans la zone active. L'effet laser n'est obtenu que lorsque le semiconducteur produit suffisamment de gain pour compenser l'absorption des puits, de la zone active et les pertes aux miroirs.

Dans le cas de la diode laser, le milieu amplificateur est une jonction physique entre un semiconducteur dopé p et un semiconducteur dopé n. Contrairement aux autres types de laser, l'émission stimulée ne se fait pas entre deux niveaux d'énergie caractéristiques d'un atome ou d'une molécule isolée mais plutôt entre deux niveaux d'énergie distribués au sein de bandes de valence et de conduction dans le semiconducteur.

Nous allons faire un rappel de quelques notions essentielles qui régissent le fonctionnement d'un laser.

II.2.1. OSCILLATION LASER

La condition sine qua none pour l'obtention d'une oscillation laser est que la lumière entre en résonance dans le milieu amplificateur.

Un milieu dans lequel sont placés face à face deux miroirs aux coefficients de réflexion r_1 et r_2 constitue une cavité résonnante (Figure 1.5).

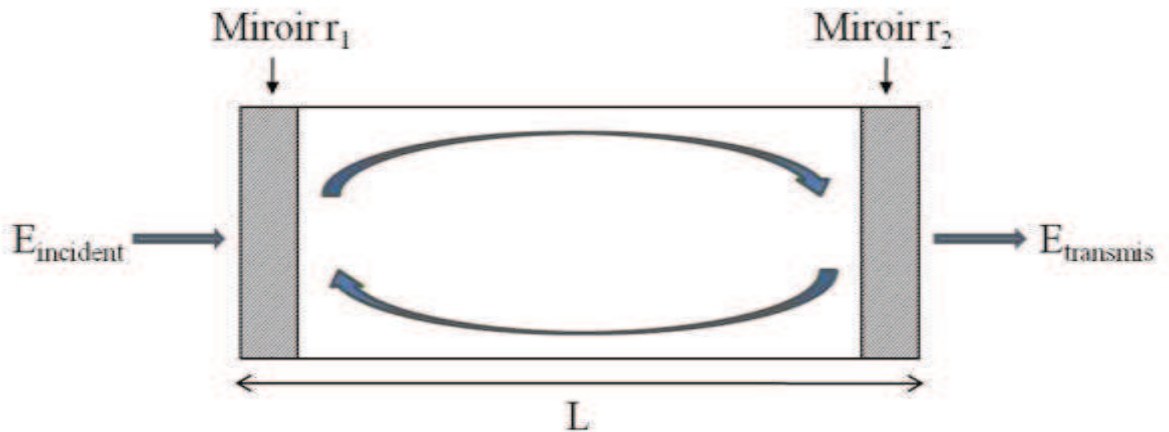


Figure 1.5 : Répartition du champ électrique dans la cavité résonnante.

On suppose que le milieu amplificateur possède un gain g et des pertes internes α_i réparties dans tout le matériau dues essentiellement aux phénomènes d'absorption, diffraction, diffusion [5] ...

Le champ électrique dans la cavité est alors exprimé par :

$$E = E_0 \frac{e^{i\omega t}}{1 - r_1 r_2 e^{(g - \alpha_i)L} e^{i2kL}} \quad \text{Eq. I.3}$$

Avec E_0 représente l'amplitude du champ incident.

L'oscillation apparaît alors lorsque l'expression ci-dessus diverge, donc lorsque le dénominateur tend vers 0. Ceci implique de considérer deux conditions : conditions sur le gain et conditions sur la phase.

II.2.2. CONDITION SUR LE GAIN

Le gain stimulé doit compenser les pertes. La condition d'oscillation laser s'écrit alors :

$$r_1 r_2 e^{(g-\alpha_i)L} > 1 \quad \text{Eq. I.4}$$

L'expression de la valeur seuil du gain peut s'écrire sous la forme :

$$g_{seuil} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad \text{où} \quad g_{seuil} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad \text{Eq. I.5}$$

$$\text{Où } R_1 \text{ et } R_2 \text{ sont les pouvoirs réflecteurs des miroirs : } r_i = \sqrt{R_i} \quad \text{Eq. I.6}$$

Au dessus de cette valeur seuil, le gain compense les pertes. Le mécanisme d'émission stimulée est prépondérant, l'émission laser est obtenue.

II.2.3. CONDITION SUR LA PHASE

La seconde condition est une condition sur la phase. L'onde lumineuse après un aller-retour dans la cavité doit se retrouver avec la même phase, à 2π près.

La divergence de l'équation (Eq. I.3) impose alors cette deuxième condition telle que : $e^{i2kL} = 1$. La résolution de cette équation revient à poser $kL + \phi = q\pi$ avec le vecteur d'onde $k = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$, q est un entier, ϕ la moyenne des déphasages induits par les miroirs, et n_{eff} l'indice de groupe effectif.

De cette expression apparaît un nombre discret de modes à l'intérieur de la cavité que l'on désigne par l'Intervalle Spectral Libre (ISL). Ce paramètre donne la distance spectrale existante entre deux modes longitudinaux consécutifs. Pour $\phi=0$, on a :

$$\Delta\lambda = ISL = \frac{\lambda^2}{2n_{eff}L}, \quad \text{où } \lambda \text{ est la longueur d'onde.} \quad \text{Eq. I.7}$$

Cette dernière expression correspond à une cavité non-amplificatrice résonnante, à l'exemple d'une cavité Fabry-Pérot dont la longueur définit les longueurs d'onde d'émission possibles du laser.

II.2.4. SPECTRE D'EMISSION

Considérons le cas d'une diode laser à cavité Fabry-Pérot.

Pour une injection nulle, le matériau est absorbant. Au fur et à mesure que l'on augmente le pompage, la valeur du gain augmente jusqu'à atteindre une valeur seuil g_{seuil} . Lorsque celle-ci est atteinte les pertes sont entièrement compensées par l'amplification, le seuil laser est alors atteint. Au dépassement du seuil laser et lorsque le pompage ne cesse d'augmenter, la densité de porteurs et le gain restent constants. De cette manière, la puissance optique émise augmente rapidement car chaque électron supplémentaire injecté génère un photon (ou plus exactement, η_i photon, où η_i est l'efficacité quantique interne).

Comme le gain est lié au nombre de porteurs injectés dans la zone active, la condition d'émission laser peut également s'écrire en fonction du courant injecté I et du courant de seuil I_{seuil} (ou I_{th}).

Sur la Figure 1.6 est représenté un graphique montrant la puissance optique émise en fonction du courant injecté I . Lorsque $I > I_{\text{seuil}}$, le phénomène d'émission stimulée est dominant. A l'inverse, lorsque $I < I_{\text{seuil}}$, nous sommes en régime d'émission spontanée et la puissance optique varie peu en fonction du courant injecté.

Le spectre d'émission laser est obtenu par convolution des modes permis dans la cavité avec le spectre de gain du milieu actif. Les modes à plus fort gain sont privilégiés.

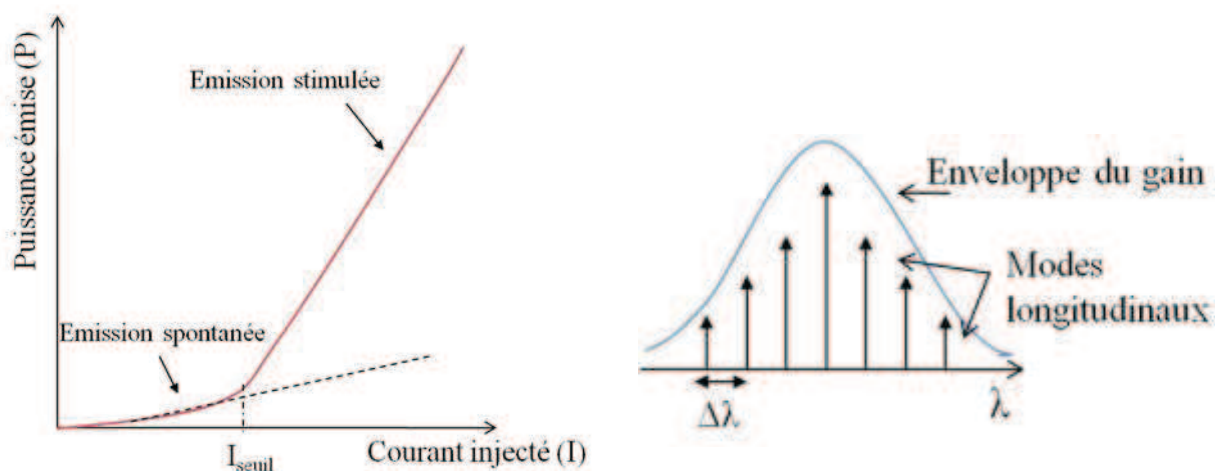


Figure 1.6 : A gauche : Courbe $P(I)$ puissance émise en fonction du courant injecté. A droite : Schéma d'un spectre laser d'une cavité Fabry Pérot.

II.3 DIODES LASER A BASE D'ANTIMONIURES

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le domaine du moyen infrarouge, de par sa multitude d'applications, fait l'objet aujourd'hui d'un attrait particulier. Pour la plupart des applications visées, les diodes laser constituent l'élément de choix pour entre autres qualités, leur compacité et maturité.

Les diodes laser issues de la technologie des semiconducteurs sont élaborées à partir de l'empilement successif de multicouches d'alliages combinant d'une part les éléments de la table de classification périodique de la colonne III tels que le gallium, l'aluminium et l'indium (Ga, Al, In) et ceux de la colonne V d'autre part avec l'arsenic, le phosphore, l'antimoine et l'azote (As, P, Sb, N). La technique dite d'Epitaxie par Jets Moléculaires permet la croissance sous ultravide de ces hétérostructures. La filière technologique visée se détermine par le substrat cristallin sur lequel sont déposées les multicouches.

Les filières les plus mûres sont celles relatives à l'arséniure de gallium (GaAs) et au phosphore d'indium (InP). La première filière, GaAs, a permis de répondre à des applications dans le visible alors que la seconde a été développée pour les télécommunications à 1.33 et 1.55 μm . Deux autres filières III-V, comme celles du GaN (nitrure de gallium) et du GaSb (antimoniure de gallium) ont permis la réalisation de diodes laser émettant respectivement dans le visible bleu et dans la gamme spectrale s'étendant de 2 à 3 μm .

Dans le but de développer des sources laser à émission dans le moyen infrarouge, et de ce fait permettre l'ouverture à des longueurs d'onde plus grandes, le choix de la filière GaSb ou plus précisément les antimoniures semble incontournable en raison du petit gap de ces matériaux [6]. Le terme « antimoniures » désigne la famille de matériaux regroupant les matériaux à base d'antimoine, mais aussi InAs (arséniure d'indium) épitaxiés soit sur un substrat de GaSb soit sur un substrat d'InAs.

Les lasers traités au cours de ce travail de thèse sont issus de la filière GaSb, nous allons donc nous intéresser dans la partie qui suit à la conception et plus précisément aux zones actives de ces lasers.

II.3.1. ZONES ACTIVES

La zone active constituant les diodes laser est généralement réalisée à base de puits quantiques.

Les puits quantiques consistent en une ou plusieurs couches d'une dizaine de nanomètres de semiconducteur intercalées entre deux couches épaisses d'un autre semiconducteur. Grâce à un choix judicieux de matériaux, les électrons peuvent être piégés dans la couche fine, d'où le nom de puits, qui constitue la zone active du composant. Ainsi, cette dernière est placée au sein d'une jonction pin, les deux couches de recouvrement (*claddings*) étant dopées respectivement n (électrons majoritaires) et p (trous majoritaires), la zone active étant non dopée (i). Lorsque la diode est polarisée en direct un courant circule dans la jonction faisant passer les électrons de la région n vers la région i et inversement pour les trous. Au niveau de la zone active, ces électrons perdent

leur énergie en passant de la bande de conduction à la bande de valence, l'énergie libérée est émise sous forme de photon : il y a recombinaison radiative d'une paire électron-trou.

L'avantage majeur apporté par l'introduction des puits quantiques est dû au fait que leur densité d'état en marche d'escalier permet d'atteindre des gains élevés en injectant peu de porteurs. Concernant la longueur d'onde d'émission, celle-ci peut être ajustable, dans une certaine gamme, par le biais de l'épaisseur du ou des puits et leur composition.

II.3.2. PUIQS QUANTIQUES

Suivant les matériaux utilisés pour la croissance et plus précisément selon la nature de la discontinuité de bandes interdites, trois types de puits existent : type I, type II et type III (Figure 1.7).

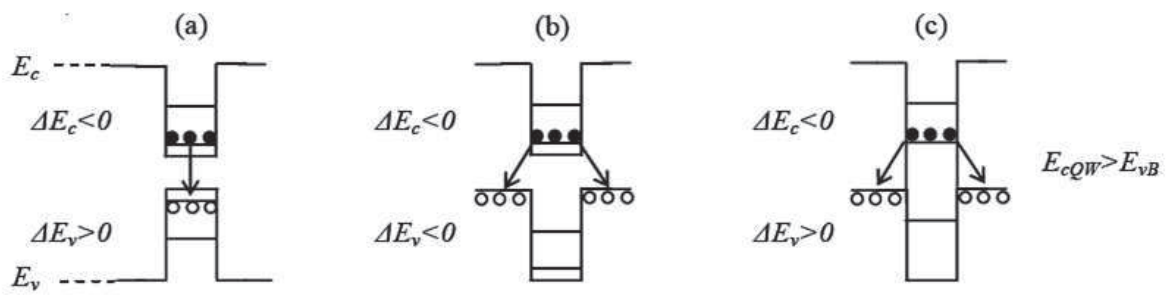


Figure 1.7 : Différentes configurations de puits quantiques.

- *Type I* : Configuration dans laquelle les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau, ils sont localisés dans les puits quantiques.
- *Type II* : Configuration dans laquelle les électrons sont localisés dans les puits quantiques alors que les trous sont dans la bande de valence de la barrière.
- *Type III* : Cas particulier du type II dans lequel la bande de conduction du puits se trouve en dessous du haut de la bande de valence de la barrière.

Pour des puits quantiques de type I, l'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau puits. Le recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous est élevé. A l'inverse, celui-ci est faible pour des puits de type II et III, où les porteurs sont confinés dans deux matériaux adjacents. Les recombinaisons radiatives s'en trouvent amoindries par rapport au type I.

II.3.3. STRUCTURES DE BANDES

Avant de s'intéresser à la structure de bandes de nos lasers, il est important de spécifier de quels matériaux nos hétérostructures se composent.

Les résultats de la littérature ainsi que les résultats obtenus au sein du laboratoire de l'IES, ont mis en évidence l'utilité de choisir le système GaInAsSb/AlGaAsSb [7][8][9][10] pour des émissions comprises entre 2 et 2.7 μm .

Nous proposons de donner un bref historique des diodes laser issues de ce système qui constitue la base importante des structures laser utilisées dans ce travail de thèse.

Les diodes laser GaInAsSb/AlGaAsSb sont nées en 1980 avec la réalisation de diodes à double hétérostructure (DH) en $\text{Ga}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ par l'équipe de N. Kobayashi [11]. Fabriquées par épitaxie en phase liquide (EPL) ces diodes émettaient à 1.8 μm à 298K. Elles ne pouvaient fonctionner qu'en pulsé, leur densité de courant de seuil étant de 5 kA/cm^2 .

Plusieurs réalisations ont suivi cette première trouvaille, on retiendra celle de l'équipe du Ioffe Institut de Leningrad où, en 1988, A. N. Baranov et al. réalisèrent une diode laser DH en $\text{Ga}_{0.90}\text{In}_{0.10}\text{As}_{0.09}\text{Sb}_{0.91}/\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}_{0.09}\text{Sb}_{0.91}$ émettant à 2 μm en continu jusqu'à 20°C [12]. Cette dernière réalisation fut l'une des premières à aborder la gamme du moyen infrarouge avec des diodes fonctionnant à température ambiante.

Toutefois, toutes ces diodes étaient élaborées par EPL. Cette technique se heurtait à des difficultés notamment pour la réalisation de croissance de couches à fortes compositions en aluminium (> 40%) [13] qui étaient nécessaires pour obtenir un meilleur confinement et de ce fait une baisse des densités de courant de seuil. D'autre part, la croissance par EPL de couches pour les grandes longueurs d'onde paraissait très délicate à effectuer [14].

L'apparition de l'épitaxie par jets moléculaires a permis à H. K. Choi et S. J. Eglash du MIT de se défaire de ces difficultés. Ainsi, en 1991, ils réalisèrent des diodes laser DH en $\text{Ga}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{As}_{0.14}\text{Sb}_{0.86}/\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$ émettant à 2.19 μm en continu jusqu'à 30°C avec des densités de courant de seuil de l'ordre de 940 A/cm^2 [15].

Une année plus tard, 1992, la même équipe réalise le premier laser GaInAsSb/AlGaAsSb à multi-puits quantiques (5) avec une émission à 2.14 μm [16]. Ainsi, par comparaison aux diodes laser DH, les performances de ces nouvelles diodes laser à puits quantiques s'en trouvèrent nettement améliorées avec de faibles valeurs de densité de courant de seuil : 260 A/cm^2 .

A partir de cette année là, de nombreuses réalisations virent le jour en réponse à des applications variées. C'est en 1993 que l'application relative à la spectroscopie fut

réellement exploitée avec la réalisation d'une diode laser à ruban fin (8 μm de large) présentant une émission monomode centrée à 2.13 μm [17].

Enfin, en 2004, pour des longueurs d'onde de plus en plus élevées (3 μm), Lin et al. de l'Université Technologique de Munich [9] élaborèrent une diode laser opérant à 3 μm en continu et à température ambiante avec des densités de courant de seuil de 343 A/cm^2 (en pulsé). La structure laser était constituée de deux puits quantiques en GaInAsSb entourés de barrières en AlGaAsSb.

Dans la gamme de longueur d'onde située entre 2 et 2.7 μm , le système GaInAsSb/AlGaAsSb a permis la réalisation de diodes laser avec de très bonnes caractéristiques : des densités de courant de seuil de 50 A/cm^2 et des efficacités quantiques internes de 95% [8]. La longueur d'onde d'émission du laser est ajustée en faisant varier la composition d'indium (In) et d'arsenic (As) dans les puits et/ou en changeant l'épaisseur de ces derniers. Typiquement, des puits de 10 nm en $\text{Ga}_{0.76}\text{In}_{0.24}\text{As}_{0.01}\text{Sb}_{0.99}$ et de 20 nm en $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{As}_{0.23}\text{Sb}_{0.77}$ ont été utilisés pour des émissions à 2.05 μm [8] et 3.04 μm [9] respectivement.

La Figure 1.8 retrace les faits marquants de l'évolution des diodes laser GaInAsSb/AlGaAsSb.

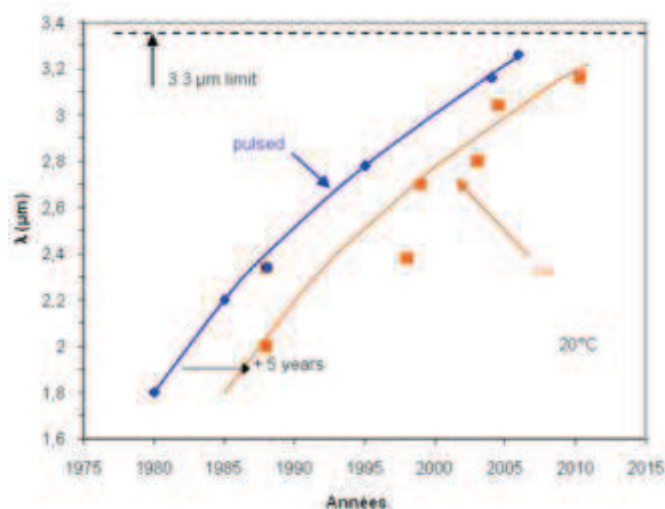


Figure 1.8 : Evolution des diodes GaInAsSb/AlGaAsSb de 1980 à 2010 avec en 1980 la première réalisation d'une diode laser dans ce système émettant en pulsé à 1.8 μm par Kobayashi et al. en 1988 en continu à 2 μm par Baranov et al. et en 2004 par Lin et al. en continu à 3 μm .

Les performances atteintes par ces hétérostructures nous ont amenés à choisir ces mêmes matériaux sur lesquels va se focaliser notre étude.

Les diodes laser traitées dans ce manuscrit ont été réalisées par épitaxie par jets moléculaires à l'IES, au sein du groupe NanoMIR (*Composants à NANOstructures pour*

Moyen InfraRouge). Ce sont des structures conçues sur substrat GaSb (001) composées de deux puits quantiques de type I.

Nous présentons à la Figure 1.9 la structure de bande des lasers utilisés pour notre étude. Le laser dont il est question est le laser A186 qui présente une émission à 2.6 μm .

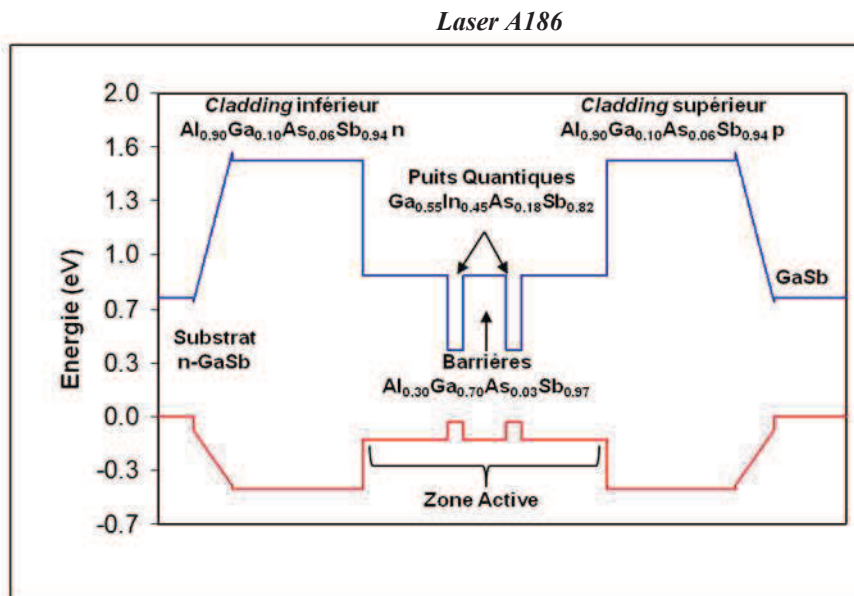


Figure 1.9 : Structure de bandes du laser A186 émettant à 2.6 μm .

Comme l'illustre la figure ci-dessus, pour une émission à 2.6 μm , les structures d'étude sont des hétérostructures à base de puits quantiques GaInAsSb/AlGaAsSb sur substrat GaSb. La zone active est constituée de deux puits quantiques en $\text{Ga}_{0.55}\text{In}_{0.45}\text{As}_{0.18}\text{Sb}_{0.82}$ de 14 nm d'épaisseur chacun, d'une barrière en $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ d'une épaisseur de 27 nm et de deux couches du même quaternaire d'une épaisseur de 375 nm.

Enfin, deux couches de recouvrement (ou *claddings*) en $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}_{0.06}\text{Sb}_{0.94}$ sont insérées de part et d'autre de la zone active de façon à confiner optiquement la lumière dans le guide d'onde.

Il est à noter que les puits sont contraints en compression, avec un désaccord de maille de 1.5% [16]. L'utilisation de la contrainte dans les puits lève la dégénérescence entre les trous lourds et les trous légers dans un sens contraire selon que la contrainte est en compression ou en tension [19]. Dans notre cas, la contrainte en compression entraîne une diminution de la masse effective des trous lourds parallèlement au plan des couches ce qui permet une réduction du courant de seuil.

Une étude plus approfondie des performances de ce type de structure laser est proposée au chapitre 4 de ce manuscrit.

Dans la partie qui suit, nous présentons la voie empruntée par le laboratoire de l'IES pour atteindre la gamme spectrale au dessus des 3 μm .

II.3.4. VERS LES LONGUEURS D'ONDE > 3 μm

Nous avons vu que les diodes laser en GaInAsSb/AlGaAsSb présentaient de bonnes performances pour des longueurs d'onde inférieures à 3 μm .

Hormis le travail effectué par l'équipe de l'Université Technologique de Munich [9] où la longueur d'onde de 3.04 μm a pu être atteinte avec une diode laser à puits quantiques en GaInAsSb/AlGaAsSb émettant en continu et à température ambiante, la frontière des 3 μm reste très délicate à dépasser.

Si les composants à puits quantiques contraints en GaInAsSb/AlGaAsSb, réalisés dans le système GaSb, ont pu fournir des puissances de sortie d'une centaine de milliwatts en régime continu pour des longueurs d'onde comprises entre 2.3 et 2.8 μm [22][23][24], des performances semblables n'ont pu être obtenues à plus grandes longueurs d'onde.

En effet, les lasers réalisés à 3.04 μm ont montré une puissance de sortie de 2 mW en régime continu et à température ambiante.

L'augmentation en longueur d'onde pour les lasers à puits quantiques de type I, similaires à ceux précités, se confronte à deux complications majeures.

La première correspond à la descente du niveau de la bande de valence des puits entraînant une diminution du confinement des trous dans les puits. La seconde est l'augmentation de la recombinaison non radiative Auger.

La Figure 1.10 ci-dessous illustre l'effet du premier phénomène. Comme on peut le voir les efficacités quantiques internes décroissent linéairement avec la longueur d'onde, ces dernières ont été relevées de la littérature : à 2.05 μm [25], 2.28 μm [20], 2.38 μm [25], 2.6 μm [10], 2.5, 2.7 et 2.8 μm [26].

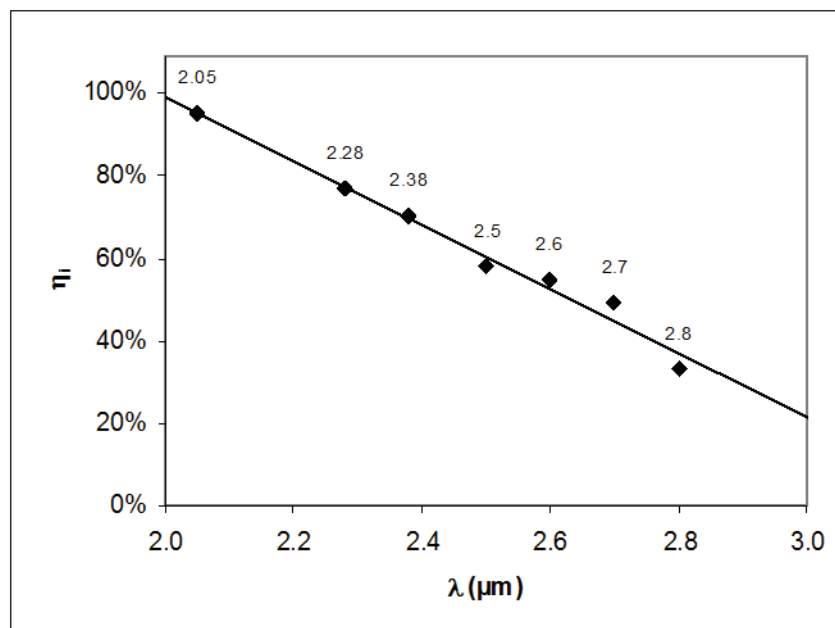


Figure 1.10 : Efficacités quantiques internes record en fonction de la longueur d'onde pour des lasers à barrières en AlGaAsSb.

Considérons la Figure 1.11 qui compare les diagrammes de bandes dans le cas de puits en GaInAsSb (10 nm d'épaisseur) contraints en compression (1.5%) en fonction de différentes longueurs d'onde : 2, 2.3 et 2.6 μm pour des compositions différentes.

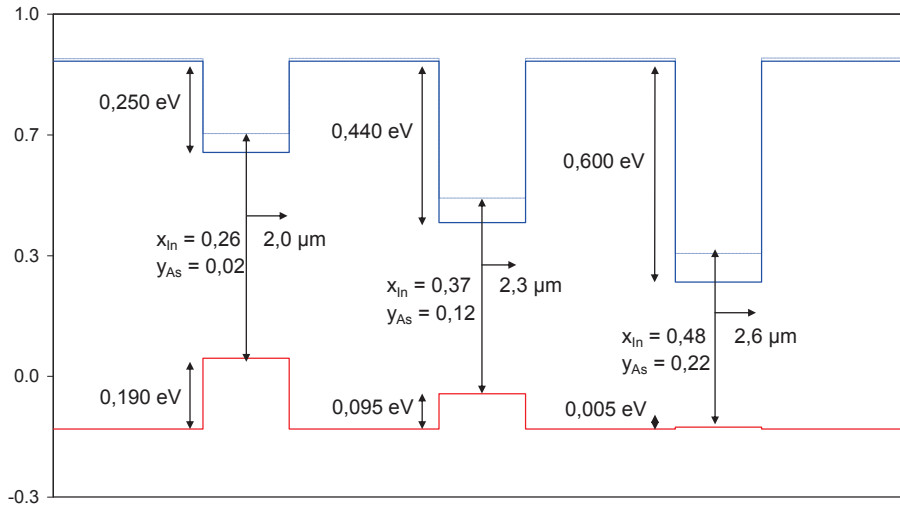


Figure 1.11 : Diagramme de bandes de puits de 10 nm contraints en compression en GaInAsSb entourés de barrières en $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ [27].

Il apparaît évident que la qualité du confinement des trous dans les puits est de plus en plus mauvaise au fur et à mesure de l'augmentation en longueur d'onde. L'alignement de type I, n'est plus conservé au-delà de 2.6 μm . Afin d'éviter cette dégradation, deux solutions peuvent être envisagées : l'augmentation de l'épaisseur des puits et/ou l'augmentation de la teneur en aluminium dans les barrières.

La première option a été étudiée et a montré qu'à composition égale, des puits de 20 nm d'épaisseur (au lieu de 10 nm) permettent d'augmenter la longueur d'onde de 0.2 à 0.3 μm [27].

Il est à noter que le fonctionnement des lasers au dessus de 3 μm requiert une composition en indium des puits supérieure à 50% [28]. Afin de garder une contrainte raisonnable, la composition en arsenic doit également être augmentée. Ceci engendre une dégradation du confinement des trous dans les puits qui peut être « rattrapée » par l'augmentation de la teneur en aluminium des barrières. Dans cette configuration des diodes laser à puits quantiques de type I (contraints à 1.8%) sur GaSb dont la composition en aluminium a été augmentée de 35%, ont été réalisées et ont montré une émission à 3.1 μm , en continu, à 12°C avec des puissances de sortie de 80 mW [29].

Toutefois, malgré une amélioration du confinement des trous dans les puits d'environ 50 à 90 meV [26][27], l'augmentation de l'aluminium induit une augmentation de la discontinuité dans la bande de conduction. En effet, bien que cette alternative permette de conserver l'alignement de type I jusqu'à une longueur d'onde de 3.1 μm , elle

s'accompagne aussi d'une augmentation de la hauteur de la barrière effective pour les électrons ce qui entraîne une inhomogénéité de population dans les puits quantiques.

De ce fait, le matériau AlGaAsSb atteint ses limites à 3.1 μm .

Face à la difficulté d'atteindre des longueurs d'onde supérieures à 3 μm avec une barrière quaternaire en AlGaAsSb, l'idée d'introduire un nouveau matériau s'est imposée. L'idée d'utiliser une barrière quinaire en AlGaInAsSb a été mise en pratique par Grau et al. [30] et a permis d'obtenir avec de telles structures une émission à 3.26 μm en pulsé, à une température supérieure à 50°C.

L'indium introduit dans les barrières fait décroître l'énergie du gap des barrières et ainsi, diminue les discontinuités entre les bandes de conduction. De plus, l'augmentation de l'arsenic dans les barrières abaisse le niveau de la bande de valence, ce qui améliore le confinement des trous dans les puits. Le diagramme présenté ci-après (Figure 1.12) permet de comparer les deux configurations : barrières quaternaires et barrières quinaires. Il apparaît manifeste que l'utilisation d'une barrière quinaire permet d'atteindre de plus grandes longueurs d'onde (ici 3.30 μm) tout en conservant un bon alignement de type I, ainsi qu'une hauteur de la barrière effective des électrons très proche de celle obtenue pour une émission à 2.3 μm avec barrières quaternaires.

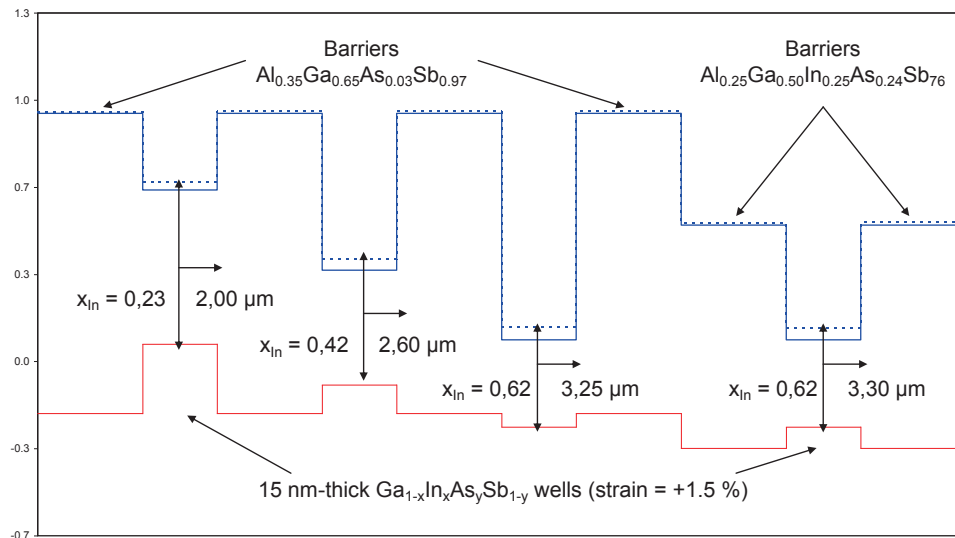


Figure 1.12 : Diagramme de bandes de puits de 15nm contraints en compression en GaInAsSb entourés (à gauche) de barrières quaternaires en $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ et de barrières quinaires en $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.25}\text{As}_{0.24}\text{Sb}_{0.76}$ (à droite) [27].

L. Shterengas et al. de la « *State University of New York at Stony Brook* » ont réalisé une diode laser émettant à 3.36 μm à 12°C, délivrant en continu une puissance de 15 mW [31]. Cette diode laser présentait des barrières quinaires en $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.55}\text{In}_{0.25}\text{As}_{0.26}\text{Sb}_{0.74}$ entourant quatre puits. Aussi, d'autres travaux ont porté sur la réalisation d'une structure similaire à la précédente, avec une émission à 3.15 μm en continu, à 20°C. Une puissance de 9 mW a été mesurée. Plus récemment, une étude menée à l'IES [32] a permis de réaliser un laser DFB à partir d'une structure laser à deux puits quantiques séparés par

une barrière quinaire en $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.60}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.19}\text{Sb}_{0.81}$, émettant à $3.06 \mu\text{m}$ en continu, à 20°C . Une puissance de sortie de 6 mW a pu être obtenue.

Cependant, la réalisation de ce type d'hétérostructures se heurte à des difficultés de réalisation, et plus précisément au niveau du contrôle de l'arsenic dont la concentration est 10 fois plus élevée que dans les barrières en $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ ceci entraîne une augmentation de la probabilité d'avoir des couches en désaccord de maille. Afin de remédier à cet inconvénient, Y. Rouillard de l'IES, propose l'utilisation de couches en alliage numérique composées d'une alternance de couches en ternaire AlGaSb et en binaire InAs en remplacement des couches massives. L'ajustement des épaisseurs respectives des deux alliages permet de parvenir aux proportions stœchiométriques souhaitées dans une couche massive. Ainsi, la proportion des couches accordées est passée de 25% à 90%.

Cette nouvelle approche est celle retenue pour la réalisation de prochaines structures.

Nous avons vu dans la section qui précède, les critères qu'il nous faut réunir pour réaliser une zone active pouvant fonctionner à grandes longueurs d'onde. Dans la partie qui suit, nous allons aborder l'autre caractéristique essentielle à la détection de gaz qui est le fonctionnement monofréquence des composants.

III. DIODES LASER MONOFREQUENCES, ACCORDABLES (DANS LE MIR)

Comme énoncé dans le début de ce chapitre, la zone spectrale couvrant le moyen infrarouge est une région particulièrement intéressante pour la détection de gaz. Un laser utilisé pour une telle application doit satisfaire certaines exigences et en particulier présenter un fonctionnement monofréquence.

Cette section explique pourquoi un fonctionnement monofréquence est nécessaire et présente un état de l'art des lasers correspondants.

Une diode est dite monofréquence lorsque le rapport de suppression des modes secondaires ou SMSR est supérieur à 20-30 dB. C'est-à-dire que les modes secondaires sont de 100 à 1000 fois plus faibles que le mode principal. Dans une étude menée par A. Vicet [19], il apparaît clairement délicat, dans le cas d'une émission multimode, d'interpréter et d'identifier les raies d'absorption. Cependant, il reste possible de réaliser des mesures d'absorption avec de tels dispositifs en se plaçant sur un mode longitudinal bien stable avec des mesures calibrées. Afin de s'affranchir de cette méthode incertaine, une source monomode accordable est requise.

Plusieurs technologies de diodes laser existent et permettent un tel fonctionnement. Parmi celles-ci, nous pouvons citer les lasers à contre réaction (DFB), les lasers à cavités verticales émettant par la surface, les lasers à cavités externes et les lasers à cavités couplées. Il est aussi à noter que les lasers Fabry-Pérot à simple cavité peuvent également

parfois présenter un fonctionnement monofréquence sous certaines conditions de température et d'injection de courant [33].

Ici, nous allons nous intéresser particulièrement aux lasers à contre réaction répartie ou DFB qui sont les plus matures et qui ont permis de couvrir une grande partie du moyen infrarouge avec un fonctionnement monomode en régime continu et à température ambiante.

Les premiers lasers DFB monofréquences ont été essentiellement réalisés dans la filière InP (InGaAs-InGaAsP-InP) émettant dans les alentours de 2 μm [34][35]. L'effet de contre-réaction de ces lasers était obtenu en réalisant un réseau périodique près de la zone active de la diode laser. Les modes étaient alors sélectionnés suivant la loi de Bragg, puisque le pas du réseau déterminait la longueur d'onde de fonctionnement du laser. Cette réalisation nécessitait une reprise d'épitaxie qui complétait la structure laser au-delà de la zone active. Bien que cette technique de reprise d'épitaxie fût bien maîtrisée dans la filière InP, elle posait problème pour les longueurs d'onde supérieures à 2 μm (gamme entre 2-3 μm). En effet, à plus grandes longueurs d'onde la filière de matériaux change pour passer au GaSb. Cette filière nécessitant la croissance de couches à fort taux d'aluminium et en regard de la forte réaction entre ce composé et l'oxygène de l'air, la réalisation d'une reprise d'épitaxie s'en trouve très fragilisée. Les seuls lasers DFB, à base de GaSb, réalisés avec reprise d'épitaxie opéraient dans les courtes longueurs d'onde, à 1.7 μm [36], en pulsé et à température ambiante avec un SMSR = 27 dB.

Afin de s'affranchir de l'étape de reprise d'épitaxie, Kamp et al. [37][38] ont envisagé une nouvelle approche qui consiste à réaliser un réseau métallique non pas dans la zone active mais sur une portion de *cladding* restante. Ainsi, un réseau métallique composé de chrome apparaissait de part et d'autre du ruban laser. Des émissions monomodes ont pu être obtenues. Pour exemple, les résultats de Bleuel et al. [39] avec la réalisation de DFB, à rubans étroits, monofréquences en régime continu (SMSR = 31 dB) à 2 μm , avec des densités de courant de seuil de 583 A/cm² (courant de seuil = 21 mA), une puissance de 9 mW et une accordabilité de 6 nm. Ces caractéristiques placent ce laser comme candidat approprié à la détection de dioxyde de carbone.

Plusieurs réalisations ont suivi avec notamment les publications de Hummer et al. [40] [41] ou Rossner et al. [42] où des longueurs d'onde respectives de 2.8 et 2.84 μm ont été atteintes. Ces lasers présentaient des émissions monofréquences avec des SMSR de 26 dB et des densités de courant de seuil de 660 A/cm² environ (courant de seuil = 37 mA). Dans les travaux précités, des changements de pas du réseau ont été effectués ce qui a permis d'avoir des émissions contrôlées entre 2.738 et 2.843 μm . La longueur d'onde d'émission de ces dispositifs est accordable sans saut de mode. Une accordabilité en température de 7 nm a été mesurée.

Une étude menée dans le cadre de la thèse de D. Barat à l'IES, a permis de réaliser des lasers DFB (Figure 1.13) avec une émission laser autour de 2.6 μm et un SMSR = 28 dB, en continu et à température ambiante [43].

Des longueurs d'onde de plus en plus élevées ($> 3 \mu\text{m}$) ont été atteintes avec la même technologie. Ainsi dans la référence [44], on trouve la réalisation de DFB sur GaSb fonctionnant en régime continu et à 20°C avec des densités de courant de seuil importantes de 1548 A/cm^2 (courant de seuil = 195 mA), un rapport de suppression de mode de 30 dB et un taux d'accordabilité en courant de 0.0125 nm/mA .

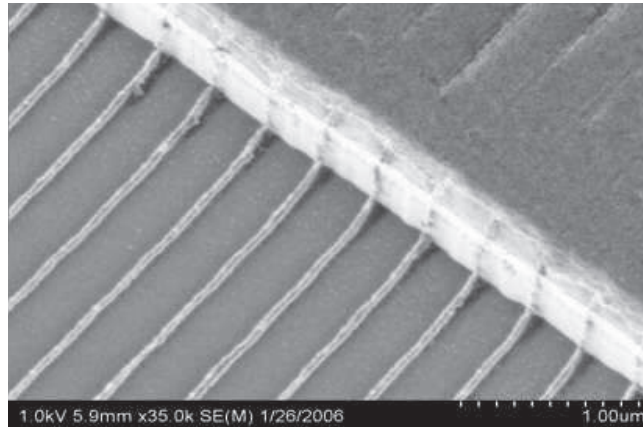


Figure 1.13 : Photo MEB montrant les flancs du ruban laser avec le réseau métallique gravé [45].

Toujours avec cette même technologie, des lasers DFB ont été réalisés par la société Nanoplus à partir de structures fabriquées à l'IES [32] pour une émission à $3.06 \mu\text{m}$ en régime continu jusqu'à des températures de 38°C . Ces mêmes lasers présentaient une émission monofréquence (SMSR = 34 dB) pour un courant de 140 mA . Des courants de seuil de 54 mA (correspondant à des densités de courants de seuil de 255 A/cm^2 sur les diodes à ruban large) et une puissance de 6 mW ont pu être atteints à une température de 20°C .

Dernièrement, une longueur d'onde record de $3.36 \mu\text{m}$ a pu être atteinte par Nanoplus, avec des DFB fonctionnant en continu jusqu'à 18°C réalisés à partir de structures IES. Ce laser présente un fonctionnement monofréquence avec un SMSR supérieur à 30 dB .

D'autres technologies monolithiques, autres que DFB, ont également permis l'obtention de lasers monofréquences : il s'agit notamment des lasers à cavités couplées qui constituent le cœur de nos travaux de thèse. La suite de l'étude a pour objectif de démontrer la pertinence de ces structures pour l'obtention de sources laser monofréquences accordables sur une large plage spectrale en régime continu

IV. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé les principes de base de la détection de gaz et en avons exposé les principales exigences. Plus particulièrement, nous avons

détaillé la spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables, désignée par l'acronyme SDLA.

Aussi, nous avons explicité succinctement les principes de fonctionnement des diodes laser avec un intérêt particulier porté sur la problématique de croissance de ces structures. De ce fait, nous avons mis en évidence les difficultés majeures qui se posent pour la fabrication de diodes laser dont l'émission se fait au-delà des 3 μm . Comme nous avons pu le constater au fil de ce chapitre, cette longueur d'onde d'émission nécessite un travail approfondi sur la zone active. C'est ainsi que des équipes de recherche, dont l'IES, ont eu recours aux barrières quinaires ou encore aux couches en alliage numérique.

Dans une dernière partie, nous présentons un état de l'art des diodes laser monofréquences accordables monolithiques émettant dans le moyen infrarouge en nous focalisant plus particulièrement sur les diodes laser de type DFB qui sont actuellement les plus matures au niveau de la technologie. Nous proposons dans la suite de ce travail l'étude de diodes laser à cavités couplées incorporant un miroir intracavité à cristal photonique pour évaluer leurs potentialités pour des applications de détection de gaz par spectroscopie d'absorption.

REFERENCES

- [1]. L. S. Rothman, R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J. M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland and A. H. Smith. "The HITRAN database: 1986 edition" *Applied Optics.*, 26 (19), pp. 4058-4097, 1987.
- [2]. B. Rosier, "Spectres synthétiques, calcul des specters", ONERA, 1990.
- [3]. R. N. Hall, T. L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double heterostructure injection lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 3, pp. 1299-1306, 1975.
- [4]. H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers", *Proceedings of the IEEE*, vol. 51, no. 12, pp. 1782-1783, 1963.
- [5]. E. Rosencher and B. Vinter, "Optoélectronique", Masson, 1998.
- [6]. C. Alibert, "Laser semiconducteur à base de GaSb émettant entre 1.9 et 2.35 μm ", PMT CNES R et D 94-96, pp. 1-8, 1993.
- [7]. Y. Rouillard, J. Angellier, A. Salhi, P. Grech and F. Chevrier, GaInAsSb/AlGaAsSb "Laser diodes for the 2-3 μm range", *Proceedings of SPIE*, 5738, pp. 120-129, 2008.
- [8]. G.W. Turner, H.K. Choi and M.J. Manfra, Ultralow-threshold (50 A/cm²) strained single-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb lasers emitting at 2.05 μm , *Applied Physics Letters*, 72-8 pp. 876-878, 1998.
- [9]. C. Lin, M. Grau, O. Dier and M.-C. Amann, "Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24-3.04 μm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, 84-25, pp. 5088-5090, 2004.
- [10]. A. Salhi, Y. Rouillard, J. Angellier, P. Grech and A. Vicet, "2.61 μm GaInAsSb/AlGaAsSb type I quantum well laser diodes with low threshold", *Electronics Letters*, 40-7, pp. 424-425, 2004.
- [11]. N. Kobayashi, Horikoshi and Uemura, « Room temperature operation of the InGaAsSb/AlGaAsSb DH laser at 1.8 μm wavelength", *Jpn., Journal of Applied Physics*, vol. 19, pp. 30-32, Japan, 1980.
- [12]. A. N. Baranov, T. N. Danilova, B. E. Dzhurtanov, A. N. Imenkov, S. G. Konnikov, A. M. Litkav, V. E. Usmanskii and Y. P. Yakovlev, "CW lasing in GaInAsSb/GaSb buried channel laser (T=20 degrees C, $\lambda = 2.0 \mu\text{m}$)", *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fizika*, 14-17-18, pp. 1671-1675, 1988.
- [13]. G. Motosugui and T. Kagawa, « Liquid-phase epitaxial growth and characterization of AlGaAsSb lattice-matched to GaSb substrates", *Journal of Crystal Growth*, 49-1, pp. 102-108, 1980.
- [14]. F. Karouta, A. Marbeuf, A. Joullie and J. H. Fan, « Low temperature phase diagram of the Ga_{1-x}In/sub x/As/sub y/ Sb/ sub 1-y/system », *Journal of Crystal Growth*, vol. 79, no.1-3, pt.1, pp. 445-450, 1986.
- [15]. H. K. Choi and S. J. Eglash, "Room-temperature CW operation at 2.2 μm of GaInAsSb/AlGaAsSb diode lasers grown by molecular beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 10, pp. 1165-1166, 1991.
- [16]. H. K. Choi and S. J. Eglash, " High-power multiple-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb diodes lasers emitting at 2.1 μm with low threshold current density", *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 10, pp. 1154-1156, 1992.
- [17]. H. K. Choi, S. J. Eglash and M. K. Connors, "Single-frequency GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well ridge-waveguide lasers emitting at 2.1 μm ", *Applied Physics Letters*, vol. 63, no. 24, pp. 3271-3272, 1993.

- [18]. J. Angellier, "Elaboration et analyse de diodes lasers émettant entre 2.3 μm et 3.1 μm », Thèse, Université Montpellier II, 2006.
- [19]. A. Vicet, "Etude et réalisation d'un analyseur multigaz à diodes lasers accordables", Université Montpellier II, 2001.
- [20]. J. Angellier, D. Barat, G. Boissier, F. Chevrier, P. Grech, A. Vicet, Y. Rouillard, "Toward an AlGaAsSb/GaInAsSb/GaAs laser emitting beyond 3 μm ", Proceedings of SPIE, 6485, 2007.
- [21]. Y. Rouillard, J. Angellier, A. Salhi, P. Grech and F. Chevrier, "GaInAsSb/AlGaAsSb laser diodes for the 2-3 μm range", Proceedings of SPIE, 5738, pp. 120-129, 2005.
- [22]. Y. Rouillard, F. Genty, A. Perona, A. Vicet, D. A. Yarekha, G. Boissier, P. Grech, A. N. Baranov, and C. Alibert, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A 359, 581, 2001.
- [23]. J. G. Kim, L. Shterengas, R. U. Martinelli, G. L. Belenky, D. Z. Garbuzov, and W. K. Chan, Applied Physics Letters, 81, 3146, 2002.
- [24]. M. Garcia, A. Salhi, A. Perona, Y. Rouillard, C. Sirtori, X. Marcadet, and C. Alibert, IEEE Photonics Technology Letters, 16, 1253, 2004.
- [25]. G. W. Turner, H. K. Choi and M. J. Manfra, "Ultralow-threshold (50A/cm²) strained single-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb lasers emitting at 2.05 μm ", Applied Physics Letters, 72-8, pp. 876-878, 1998.
- [26]. L. Shterengas, G. L. Belenky, J. G. Kim, and R. U. Martinelli, "Design of high-power room-temperature continuous-wave GaSb-based-type I quantum-well lasers with $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$ ", Semiconductor Science and Technology, 19, 655-658, 2004.
- [27]. Y. Rouillard, "Diodes laser GaInAsSb/AlGaAsSb pour émission dans la gamme 2-3 μm et au delà", HDR, Université Montpellier II, 2007.
- [28]. T. Hosoda, G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, and M. V. Kisin, "Continuous-wave room temperature operated 3.0 μm type I GaSb-based lasers with quinary AlInGaAsSb barriers", Applied Physics Letters, 92, pp. 091106-3, 2008.
- [29]. L. Shterengas, G. Belenky, G. Kipshidze, and T. Hosoda, "Room temperature operated 3.1 μm type-I GaSb-based diode lasers with 80mW continuous-wave output power", Applied Physics Letters, vol. 92, pp. 171111-3, 2008.
- [30]. M. Grau, C. Lin, O. Dier, C. Lauer, and M.-C. Amann, "Room-temperature operation of 3.26 μm GaSb-based type-I lasers with quinary AlGaInAsSb barriers", Applied Physics Letters 87, pp. 241104, 2005.
- [31]. L. Shterengas, G. Belenky, T. Hosoda, G. Kipshidze, and S. Suchalkin, "Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 μm at 12 °C", Applied Physics Letters, vol. 93, pp. 011103-3, 2008.
- [32]. S. Belahsene, L. Naehle, M. Fischer, J. Koeth, G. Boissier, P. Grech, G. Narcy, A. Vicet and Y. Rouillard, "Laser diodes gas sensing emitting at 3.06 μm at room temperature", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 22, no. 15, pp. 1084-1086, 2010.
- [33]. D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard L. Le Gratiot, S. Guilet, A. Martinez, A. Ramdane, "Antimonide-based lasers and DFB laser diodes in the 2-2.7 μm wavelength range for absorption spectroscopy", Applied Physics. B, vol. 90, pp 201-204, 2008.

- [34]. M. Oishi, M. Yamamoto, and K. Kasaya, "2.0 μm single-mode operation of InGaAs-InGaAsP distributed-feedback buried-heterostructure quantum well lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, pp. 431-433, 1997.
- [35]. M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M. Oishi, H. Sugiura, and K. Kasay, "2.05 μm wavelength InGaAs-InGaAsP distributed-feedback multi-quantum-well lasers with 10 mW output power", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, pp. 33-35, 1999.
- [36]. R. Werner, T. Bleuel, J. Hofmann, M. Brockhaus, and A. Forchel, "In-GaAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 1.72 μm ", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, pp. 966-968, 2000.
- [37]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Low threshold high-quantum-efficiency laterally gain coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers", Applied Physics Letters, vol. 74, p. 483, 1999.
- [38]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, M. Reinhard, 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.
- [39]. T. Bleuel, M. Muller, and A. Forchel, "2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, pp. 553-555, 2001.
- [40]. M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, A. Forchel, R. Werner, M. Fischer, and J. Koeth, "Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm ," Electronics Letters, vol. 42, 2006.
- [41]. M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, and A. Forchel, "Design and continuous-wave room-temperature performance of Ga(InAs)Sb DFB Lasers at 2.8 μm ," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 21, pp. 36-38, 2009.
- [42]. K. Rossner, M. Hummer, A. Forchel, R. Werner, and J. Koeth, "GaInAsSb/GaSb type-II distributed feedback lasers emitting in the 2.8 μm range," presented at 2006 Conference on Lasers & Electro Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference CLEO/QELS, Long Beach (USA), 2006.
- [43]. D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard, L. Le Gratiet, S. Guilet, A. Martinez, A. Ramdane, « Antimonide DFB lasers emitting above 2.6 μm », Electronic Letters. 43 (23) pp 1281-1282, 2007.
- [44]. T. Lehnhardt, M. Hummer, K. Rossner, M. Muller, S. Hofling, and A. Forchel, "Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting beyond 3 μm ," Applied Physics Letters, vol. 92, pp. 183508, 2008.
- [45]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.

CHAPITRE 2 :

ÉTUDE DES LASERS À CAVITÉS COUPLÉES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Le but de ce chapitre est de décrire la conception d'une diode laser à cavités couplées par des cristaux photoniques émettant dans le moyen infrarouge pour la spectroscopie d'absorption. Dans ce contexte, nous proposons d'explorer l'apport des cristaux photoniques pour la réalisation de miroirs intracavité et obtenir une émission monofréquence accordable.

Ce chapitre se divise en trois grandes parties. La première rappelle les concepts de base et les principales propriétés des cristaux photoniques. Elle présente ensuite les principales réalisations de diodes laser comportant des cristaux photoniques.

Dans une deuxième partie, nous présentons le principe de fonctionnement des lasers à cavités couplées et les premières réalisations de diodes laser à cavités couplées par des cristaux photoniques.

Dans une dernière partie, nous nous focalisons sur l'ingénierie des structures afin de dégager les paramètres de conception permettant l'obtention de structures monofréquences performantes.

I. LES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.1. INTRODUCTION

Comment contrôler la lumière ?

Voilà un défi de taille proposé aux chercheurs en physique. Depuis près de cinquante ans la physique des semiconducteurs a joué un rôle essentiel dans quasi-chaque aspect de la technologie moderne. Les avancées dans ce domaine ont permis aux scientifiques de comprendre et maîtriser les propriétés électroniques de certains matériaux et ont contribué par exemple à la révolution du transistor en électronique. De nouvelles recherches nous amènent à penser qu'il est désormais possible d'accomplir de telles choses avec la lumière. En effet, certains chercheurs s'intéressent à trouver un moyen de « dompter » la lumière et ce en fabriquant des dispositifs microscopiques qui permettraient de la dévier, la piéger ou même de la filtrer. C'est dans ce cadre là qu'une

nouvelle classe de matériaux a vu le jour sous le nom de cristaux photoniques (CPs) [1][2].

Le cristal photonique est apparu relativement récemment dans la littérature scientifique puisque la première mise en évidence de contrôle de la propagation de la lumière par un cristal photonique ne fut obtenue qu'en 1991, par E. Yablonovitch de l'*University of California*.

Le concept sous-jacent utilisé par ce type de matériaux fait intervenir des notions évoquées par Yablonovitch [3] et John [4] dans les années précédentes (avant 1991). L'idée développée a été de concevoir des composés pouvant affecter les propriétés des photons, de la même manière qu'un semiconducteur peut affecter les propriétés des électrons. Pareillement aux électrons qui possèdent des bandes d'énergies permises et des intervalles d'énergies interdites, il peut exister pour les photons des bandes photoniques d'états permis et des bandes interdites. Cette dernière notion correspond à un intervalle d'énergies (*gap*) où la propagation de la lumière n'est pas possible (le matériau est parfaitement réfléchissant) alors qu'elle est permise dans les bandes photoniques sous et subjacentes (le matériau est transparent). En utilisant les cristaux photoniques, on peut par exemple envisager la fabrication de cavités parfaites. Un photon placé dans cette cavité ne pourra s'en échapper, ou de manière plus réaliste sa probabilité d'en sortir sera très faible.

De ce fait, l'idée de base qui a accompagné l'apparition du cristal photonique a été de trouver des matériaux transparents pouvant effectivement devenir indifférents à la lumière si on les dispose convenablement, et plus précisément de manière périodique dans l'espace, par exemple de la manière indiquée sur la Figure 2.1. Les cercles représentent la section de tiges diélectriques plongées dans l'air. Cette idée de base a fait son chemin dans les cercles de la physique du solide. En effet, de fortes analogies existent entre les équations qui régissent le comportement de la lumière et celles qui décrivent celui des électrons et on sait que l'électron peut voir son comportement modifié dans une structure atomique périodique, autrement dit un cristal. La dénomination de cristal photonique provient donc de cette analogie.

A l'origine, les cristaux photoniques ont été utilisés pour inhiber l'émission spontanée en créant une bande interdite photonique [4]. L'objectif était ici de diminuer la densité de courant de seuil des lasers en supprimant les recombinaisons radiatives d'énergie inférieures à celle de l'émission laser. Les cristaux photoniques ont été ensuite utilisés pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence [5].

Ainsi, il est apparu possible de « domestiquer » le photon et de fabriquer de nouveaux dispositifs optoélectroniques plus compacts. En effet, en utilisant les concepts de base des cristaux photoniques, des dispositifs pour l'optique intégrée ont été alors réalisés.

C'est ainsi qu'une intense activité de recherche s'est portée sur les cristaux photoniques, ces derniers sont devenus l'un des sujets de recherche les plus actifs dans le domaine de l'optique et de l'optoélectronique.

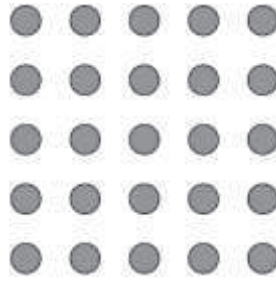


Figure 2.1 : Matériau composé de tiges disposées de manière périodique.

Les cristaux photoniques sont classés suivant trois catégories et ce en fonction de la géométrie considérée. Selon leur périodicité, nous avons des cristaux photoniques de différentes classes : uni-dimensionnels (1D), bi-dimensionnels (2D) et même tri-dimensionnels (3D). Si la réalisation de CPs 1D est bien maîtrisée, la fabrication de cristaux à deux et particulièrement trois dimensions demeure un réel défi technologique.

Le plus surprenant est que la nature présentait avant même que l'humain n'y pense des structures périodiques telles que les cristaux photoniques. Certaines espèces minérales et animales présentent des structures périodiques à une, deux ou trois dimensions. Ainsi, les opales (Figure 2.2 a)), des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée constituent un cristal photonique naturel. D'autres exemples sont à citer comme le ver marin (Figure 2.2 b)) identifié par des chercheurs australiens et britanniques des Universités de Sydney et d'Oxford. Cet animal est appelé Aphrodita ou souris de mer de l'anglais *sea mouse* [6][7]. Enfin, la coloration des ailes du papillon Morpho (Figure 2.2 c)) dont les reflets bleu-vert sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la microstructuration naturelle de leurs ailes [8].

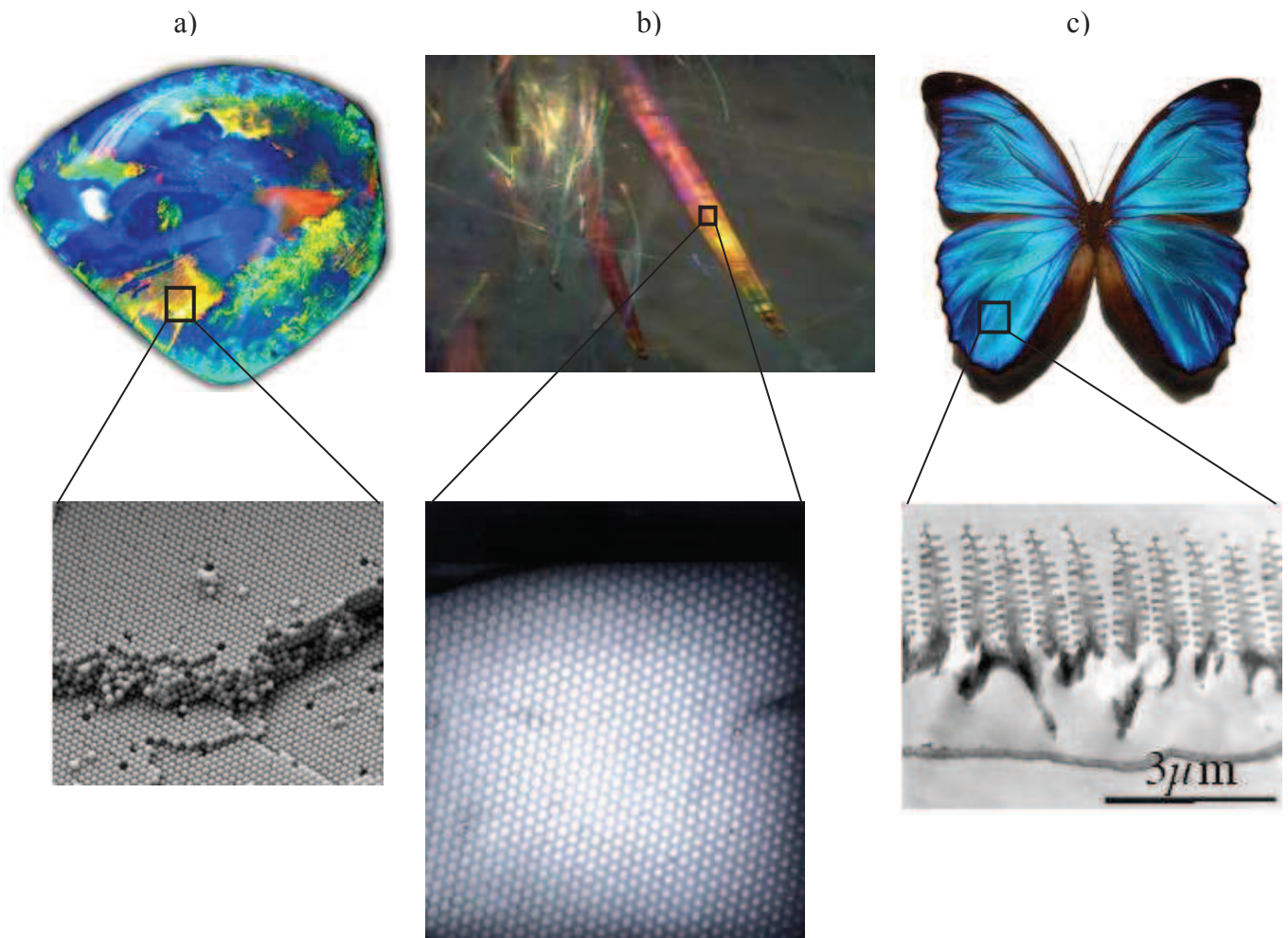


Figure 2.2 : Exemples de cristaux photoniques naturels avec les observations MEB correspondantes. a) les opales², b) la souris de mer *Aphrodita*³ et c) le papillon *Morpho*⁴.

Nous allons donner un aperçu des différents types de CPs précités avec une particulière attention pour les cristaux photoniques bi-dimensionnels qui ont servi de support aux études menées dans cette thèse. Aussi, les concepts de base sur les cristaux photoniques seront présentés avec la théorie des cristaux photoniques, les diagrammes de bandes, ce qui nous permettra de comprendre le fonctionnement de ces composés.

² <http://web.science.mq.edu.au/~lstew/research/outline.html>

³ <http://www.physics.usyd.edu.au/theory/seamouse/aphrodita.html>

⁴ http://www.viewsfromscience.com/documents/webpages/natural_photonics_p1.html

I.2. GENERALITES

Avant d'aborder les propriétés des cristaux photoniques, rappelons quelques notions de physique qui seront utilisées dans ce travail. Comme nous l'expliquerons par la suite, un cristal photonique est un milieu dont la constante diélectrique varie périodiquement selon une, deux, ou trois dimensions. Ce milieu est semblable à un milieu cristallin au sein duquel il y a arrangement régulier et symétrique des atomes (cf. Figure 2.1). Une organisation cristalline est constituée par un réseau auquel s'associe une base appelée motif.

Explicitons quelques notions qui seront utilisées dans la suite du chapitre.

○ Réseau périodique

Un réseau périodique à trois dimensions est représenté par trois vecteurs fondamentaux de translation \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} qui définissent des nœuds. Si \vec{r} est le vecteur position d'un nœud de ce réseau, l'ensemble des autres nœuds est repéré par le vecteur \vec{r}^{\top} tel que :

$$\vec{r}^{\top} = \vec{r} + u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$$

avec u , v et w des entiers. L'ensemble des points \vec{r}^{\top} obtenu pour tous les entiers u , v et w définit le réseau direct.

○ Motif

Un motif élémentaire se positionne sur chaque nœud du réseau pour constituer le réseau. Ce motif peut représenter des formes ou même des volumes.

○ Réseau réciproque

A toute structure cristalline sont associés deux réseaux : réseau direct et réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin. Si \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} (structure à trois dimensions) sont les vecteurs de base du réseau direct, notons \vec{A} , \vec{B} et \vec{C} les vecteurs de base du réseau réciproque correspondant. Ces derniers sont définis tel que [9]:

$$\vec{A} = 2\pi \frac{\vec{b} \wedge \vec{c}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad \vec{B} = 2\pi \frac{\vec{c} \wedge \vec{a}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \wedge \vec{c})} \quad \text{et} \quad \vec{C} = 2\pi \frac{\vec{a} \wedge \vec{b}}{\vec{a} \cdot (\vec{b} \wedge \vec{c})}$$

○ Zone de Brillouin

Prenons les vecteurs \vec{A} , \vec{B} et \vec{C} évoqués précédemment. Ils constituent la maille élémentaire du réseau réciproque. En physique du solide, on définit la maille de Wigner-Seitz, comme le volume délimité par les plans médiateurs des plus petits vecteurs du réseau. Dans le réseau réciproque, cette maille est appelée la première zone de Brillouin, dans laquelle l'état électromagnétique est défini.

I.2.1. EQUATIONS DE MAXWELL : MILIEU HOMOGENE

L'une des propriétés intéressantes du cristal photonique est l'existence d'une bande photonique interdite. Afin de se familiariser avec les bandes interdites photoniques dans les CPs, prenons l'exemple du cristal photonique 1D (Figure 2.3). Considérons donc une onde électromagnétique de vecteur d'onde k qui se propage dans ce cristal photonique. D'un point de vue général, nous allons nous intéresser aux modifications induites par un milieu non magnétique de constante diélectrique périodique sur la propagation de l'onde électromagnétique. Pour cela, nous faisons appel aux équations de Maxwell décrivant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu sans source de courant ni de champ magnétique.

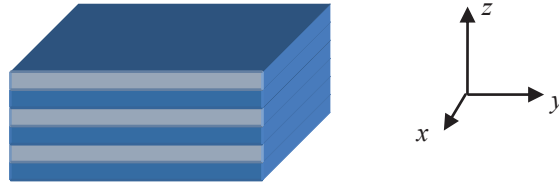


Figure 2.3: Représentation schématique d'un CP 1D.

Dans un tel milieu, les évolutions temporelles et spatiales du champ électrique et magnétique s'expriment par :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0 \end{aligned} \quad \text{Eq. 2.1}$$

A noter que les paramètres $\varepsilon(\vec{r})$ et μ_0 désignent respectivement la permittivité diélectrique du milieu et la perméabilité magnétique, \vec{E} et \vec{H} les vecteurs champ électrique et champ magnétique. r et t les coordonnées d'espace et de temps.

En manipulant les deux premières équations de Eq. 2.1, on obtient les équations de propagation des champs E et H , décrites ci-après :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad \text{Eq. 2.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right] = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad \text{Eq. 2.3}$$

Les champs \vec{E} et \vec{H} peuvent se décomposer en modes harmoniques de pulsation ω :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{-i\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{-i\omega t} \quad \text{Eq. 2.4}$$

Selon les cas, la résolution de ces équations diffère. Nous allons tout d'abord considérer le cas d'un milieu homogène dont la permittivité $\varepsilon(\vec{r})$ est homogène et isotrope. Une solution particulière des Eq. 2.2 et 2.3 est l'onde plane monochromatique :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot e^{i\omega t} \quad \text{Eq. 2.5}$$

$$\text{Où } |\vec{k}| = \frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c} \quad \text{avec } c : \text{ célérité de la lumière} \quad \text{Eq. 2.6}$$

Dans ce qui suit nous allons considérer un milieu périodique qui permet de résoudre les Eq. 2.2 et 2.3 en faisant appel à la méthode des ondes planes.

1.2.2. METHODE DES ONDES PLANES : MILIEU PERIODIQUE

La méthode dite des ondes planes est une méthode appropriée pour des structures périodiques supposées de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

En effet, dans un cristal photonique, la périodicité de la constante diélectrique permet d'établir la relation suivante : $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$ avec \vec{R} vecteur du réseau réel. Dans ce cas, le théorème de Floquet-Bloch stipule que les champs \vec{E} et \vec{H} peuvent s'écrire sous la forme du produit d'une onde plane exprimée par $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\omega t}$ par une fonction $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ qui a la périodicité du réseau cristallin :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\omega t} \quad \text{Eq. 2.7}$$

Où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{T})$ est périodique de période T . Les $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ sont appelés modes de Bloch. Dans ce cas, la relation $\omega(k)$ entre le vecteur d'onde k et la pulsation ω n'est

plus aussi simple qu'en milieu homogène. On peut toutefois la calculer numériquement ainsi que la fonction $u(r)$.

A priori, l'Eq. 2.7 serait à résoudre pour toutes les directions possibles. Toutefois, par comparaison avec la Physique du solide [10], on montre qu'en tenant compte des symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs \vec{k} situés sur une zone restreinte, appelée première zone de Brillouin. Un système d'équations aux valeurs propres est alors à résoudre où ω est valeur propre.

La relation $\omega(k)$ entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \vec{k} d'une onde monochromatique est la relation de dispersion du cristal. C'est une relation qui est spécifique au milieu dans lequel se propage l'onde et offre des informations sur la propagation de la lumière. L'ensemble des solutions discrètes de ω donne la structure de bande $\omega_n(k)$ du cristal photonique, où l'entier n désigne le numéro de bande considérée. Comme précédemment évoqué, il n'est pas nécessaire d'établir les relations $\omega(k)$ sur tout l'espace des k , mais seulement sur un espace restreint appelé zone de Brillouin irréductible.

De manière générale, quand les vecteurs d'onde \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences (ou bandes) $\omega_n(\vec{k})$ recouvrent le spectre entier d'énergie. Néanmoins, dans certaines configurations, il existe des intervalles d'énergie où aucune bande $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible : il s'agit là des bandes interdites aux photons. Cette méthode permet ainsi de déterminer le diagramme de bandes d'un cristal photonique.

I.3. PROPRIETES DE PROPAGATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.3.1. CRISTAL PHOTONIQUE UNIDIMENSIONNEL : LE MIROIR DE BRAGG

Dans cette partie, nous allons tenter d'expliquer les propriétés élémentaires des cristaux photoniques et ce par le biais de la structure périodique la plus simple : le miroir de Bragg. Les notions de dispersion et de diagramme de bandes sont explicitées. Partant des équations de Maxwell, nous décrivons les paramètres qui permettent de déterminer un diagramme de bandes photoniques des structures périodiques, infinies et sans défauts.

Il est à noter que les ondes planes électromagnétiques que l'on va traiter arrivent en incidence normale aux couches considérées, l'incidence oblique n'est pas discutée.

Le cristal photonique 1D que nous considérons ici n'est, en fait, rien d'autre que le miroir de Bragg présenté à la Figure 2.3. Cette approche n'est pas réellement nouvelle, puisque le système d'alternance de couches $\lambda/4$ communément appelé miroirs de Bragg a

été utilisé bien avant la proposition de contrôler la propagation de la lumière. Ces derniers sont utilisés depuis un certain temps dans les cavités DBR (*Distributed Bragg-Reflector*) [5], dans des filtres optiques [10] [12] ainsi que pour réaliser les miroirs de cavités lasers tels que les VCSELs (*Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*) [13]. Le miroir de Bragg est donc la plus simple configuration du cristal photonique, celle-ci consiste en un empilement de couches d'indices diélectriques différents (Figure 2.3).

Considérons un miroir de Bragg comportant deux types de couches d'épaisseur et de permittivités (a_1, ϵ_1) pour la première couche et (a_2, ϵ_2) pour la seconde. Notons que $\epsilon_1 < \epsilon_2$ et a représente la périodicité de l'empilement (Figure 2.4).

Le cristal photonique disposé de cette façon (empilement de couches) joue le rôle d'un miroir parfait pour la lumière. L'étude systématique à faire dans ce cas là est de faire propager une onde plane électromagnétique en incidence normale aux couches et de constater les multiples réflexions qui se produisent à chaque interface. En effet, la succession périodique de couches d'indices différents engendre des réflexions constructives empêchant les longueurs d'onde de se propager dans le système et ce en respectant la condition de Bragg. Pour cela, prenons le cas particulier $n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B / 2$, avec $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ et λ_B la longueur d'onde de Bragg. Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

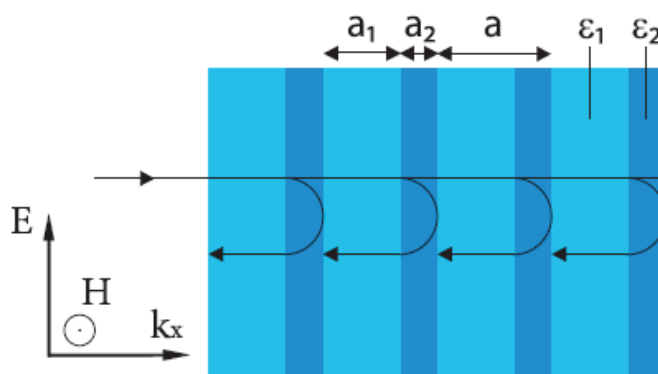


Figure 2.4 : Représentation schématique des réflexions au niveau des interfaces successives.

I.3.2. CRISTAL PHOTONIQUE BIDIMENSIONNEL

Après avoir évoqué le cas du cristal photonique unidimensionnel, on se propose de voir ce qu'il en est pour un cristal photonique périodique suivant deux directions et homogène suivant la troisième : le cristal photonique bidimensionnel (2D). Une différence de taille distingue le CP 2D du CP 1D. En effet, comme nous venons de le

voir, un cristal photonique à une dimension permet de réfléchir les photons possédant une énergie dans un gap photonique et se propageant dans une direction proche de la normale à l'empilement. Dans ce cas précis, le cristal photonique unidimensionnel est indépendant de la polarisation de la lumière pourvu que la propagation se fasse perpendiculairement aux couches. A l'inverse, le cristal photonique 2D est dépendant de la polarisation, aussi les directions de propagation peuvent être quelconques dans le plan de périodicité. Ces deux aspects compliquent l'étude des bandes photoniques. Toutefois, en considérant les symétries du cristal et son invariance suivant la troisième direction, il apparaît possible d'étudier le diagramme de bandes suivant deux polarisations et dans deux directions principales.

Un CP 2D parfait est donc un cristal périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz). Une représentation typique consiste en une colonne de diélectriques représentée à la Figure 2.5.

Le cristal photonique 1D est très utilisé en optique intégrée puisqu'il permet d'obtenir des miroirs à très fortes réflectivités (tels que les DBR) utiles dans les VCSELs [13], la création de cristaux photoniques 2D ou encore 3D permet de généraliser le confinement de la lumière aux autres directions de l'espace.

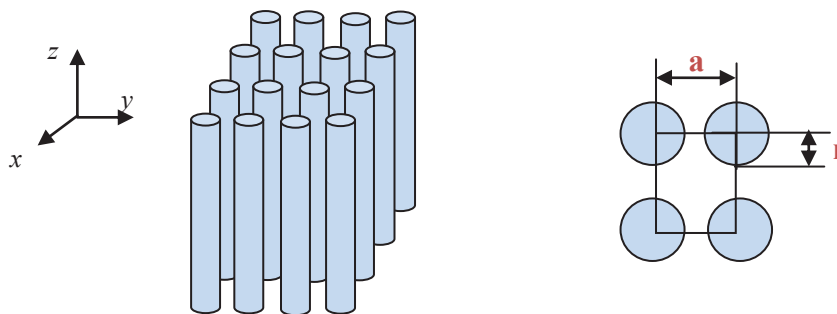


Figure 2.5 : Cristal photonique bidimensionnel représenté par des colonnes de diélectriques avec un rayon r et une constante diélectrique ϵ . Le matériau est homogène suivant l'axe Oz et périodique suivant le plan Oxy, le paramètre de maille est désigné par a .

1.3.2.1. RESEAUX DIRECTS, RECIPROQUES ET ZONES DE BRILLOUIN DU CRISTAL PHOTONIQUE 2D

L'étude des diagrammes de bandes des cristaux photoniques nous permet d'accéder à de nombreuses propriétés. Les surfaces de dispersion des CPs possèdent des périodes et des symétries qui découlent de celles du réseau direct. Afin de les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et zone de Brillouin. Le réseau réciproque d'un cristal

photonique a la même dimension que son réseau direct et est défini par ce dernier avec la relation qui suit (cas 2D):

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij}, \quad \text{Eq. 2.9}$$

$\forall i, j \in [1, 2, \dots, N]$ avec δ_{ij} symbole de Kronecker

Les vecteurs \vec{a}_i et \vec{b}_j sont les vecteurs respectifs des réseaux direct et réciproque.

La première zone de Brillouin d'un cristal photonique 2D s'obtient en menant les médiatrices des segments joignant l'origine du réseau réciproque aux nœuds du réseau les plus proches. Les points à l'intérieur de la zone de Brillouin sont ainsi les points les plus proches de l'origine que de tout autre nœud du réseau. On distingue différents réseaux de base, parmi eux : le réseau carré qui est le réseau le plus simple et le réseau hexagonal qui est celui de la plus haute symétrie. Ces deux types de réseaux sont représentés ci-dessous, Figure 2.6.

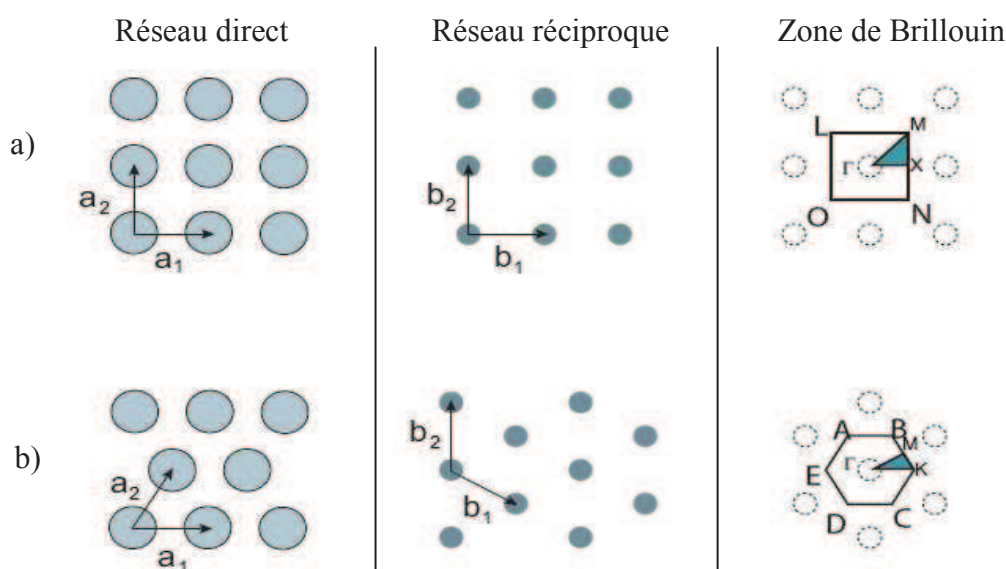


Figure 2.6 : De gauche à droite sont représentés les réseaux directs, réciproques et les zones de Brillouin des réseaux a) carré, b) hexagonal.

o Réseau carré

Comme on peut le voir sur la Figure 2.6, la maille primitive d'un réseau carré est un carré de côté a (avec $a=a_1=a_2$). Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence des ondes électromagnétiques. Sa première zone de Brillouin est un rectangle désigné par les lettres (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnées (0,0). Les quatre axes de symétrie de ce même réseau (médiatrices + diagonales) nous permettent d'avoir huit triangles isocèles rectangles et comme on l'a vu précédemment (cas du cristal photonique 1D) il

nous suffit de se limiter à un seul de ces triangles pour décrire l'ensemble des bandes photoniques, puisque chaque triangle représente une zone de Brillouin irréductible. Cette dernière est représentée par le triangle rectangle isocèle (ΓXM) dont la surface est 1/8 de la première zone de Brillouin. Si nous ne nous intéressons qu'aux bandes interdites, on peut restreindre davantage l'étude en admettant que les extremums des bandes permises se situent sur les côtés de la zone de Brillouin irréductible.

○ Réseau hexagonal

Pour ce qui est du réseau hexagonal, nous procédons à la même démarche d'analyse. Il apparaît évident, comme dans le cas du réseau carré, qu'en appliquant la relation donnée par l'Eq. 2.9, le réseau réciproque d'un réseau direct hexagonal est également hexagonal. Aussi, la première zone de Brillouin est un hexagone (ABKCDE) possédant six axes de symétries. Ces derniers nous permettent d'aboutir à une zone de Brillouin irréductible délimitée par un triangle (ΓKM) avec Γ son origine. La direction ΓK correspond à la direction des premiers voisins du réseau tandis que ΓM à celle des seconds voisins. Cette délimitation de domaine nous permet d'avoir une description suffisante des propriétés de dispersion du CP 2D.

Les considérations faites sur ces deux types de réseau nous permettent de résumer dans un tableau les propriétés élémentaires de chacun. Dans le Tableau 2.1 sont donnés les vecteurs directs, vecteurs réciproques et facteurs de remplissage des réseaux bidimensionnels de type carré et hexagonal. Le facteur de remplissage f d'un réseau bidimensionnel est le rapport de l'aire du motif (ici un cercle) sur l'aire totale de la cellule élémentaire (zone de Brillouin) du réseau considéré.

	Réseau carré	Réseau hexagonal
Vecteurs directs	$a_1 = (1,0); a_2 = (0,1)$	$a_1 = (1,0); a_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
Vecteurs réciproques	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0); b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}); b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{2}{3}\sqrt{3})$
Facteur de remplissage f	$\pi \frac{r^2}{a^2}$	$\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$

Tableau 2.1 : Propriétés élémentaires des réseaux carré et hexagonal.

I.3.2.2. POLARISATIONS TE & TM

Comme précédemment évoqué, les cristaux photoniques 2D se distinguent des cristaux 1D par leur dépendance par rapport à la polarisation de la lumière. En effet, dans ces structures périodiques 2D, il existe deux types de propagation : dans le plan (xy) avec $k_z = 0$ et hors plan avec k_z non nul. En propagation « dans le plan », le champ électromagnétique est décomposé en deux polarisations indépendantes : TE et TM. En polarisation électrique transverse (TE), le champ magnétique \vec{H} est parallèle à l'axe z , à l'inverse en polarisation magnétique transverse (TM) c'est le champ électrique \vec{E} qui est parallèle à l'axe z (Figure 2.7). Les structures de bandes des polarisations TE et TM peuvent être complètement différentes [15]. En particulier, des bandes interdites valables pour une polarisation ne le sont pas forcément pour l'autre. Chaque polarisation a donc sa propre bande interdite, il peut arriver que leurs bandes interdites aient une zone commune : cette bande interdite est alors appelée bande interdite complète (ou absolue) [15].

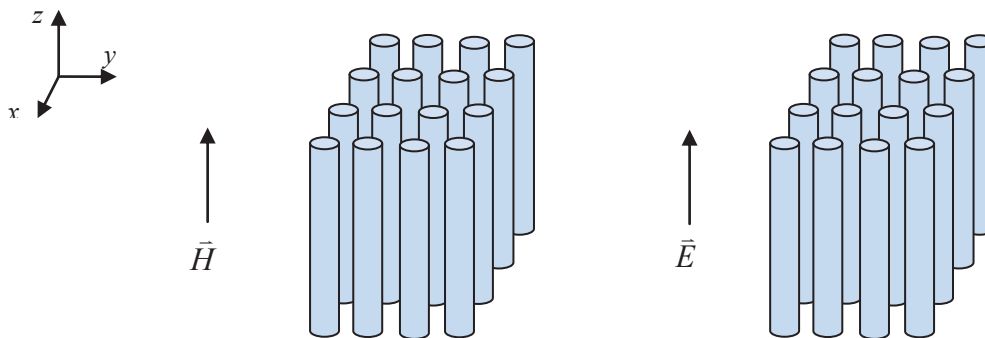


Figure 2.7 : Représentations schématiques des deux types de polarisation : TE à gauche et TM à droite.

I.4. DIODES LASER A CRISTAUX PHOTONIQUES

I.4.1. REFLECTEURS A CRISTAUX PHOTONIQUES INSERES DANS DES DIODES LASER

Afin de répondre aux exigences requises par l'optique intégrée et plus particulièrement aux besoins de miniaturisation accrus des dispositifs lasers, les cristaux photoniques sont apparus dans des diodes laser conventionnelles. Grâce à leurs nombreux avantages, les cristaux photoniques apportent aux dispositifs existants des propriétés originales et intéressantes.

Les premières structures de lasers à cristaux photoniques utilisées étaient celles relatives aux réseaux unidimensionnels. En effet, le principe de base utilisé pour réaliser des diodes laser à cristal photonique a consisté à insérer par gravure, à l'extrémité d'une structure ruban classique, un cristal photonique 1D du type miroirs de Bragg « verticaux » [16][17][18]. Ces derniers possèdent une réflectivité pouvant atteindre les 90%, l'autre extrémité de la cavité présente une face clivée dont la réflectivité est de 30%. Du fait de la différence de réflectivité entre les deux miroirs, la plus grande partie de la lumière est émise par la face clivée.

Au LAAS, une étude semblable a été mise en place dans le système AlGaAs/GaAs [19] et a permis d'établir les conditions nécessaires à l'obtention de réflectivités supérieures 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.

Une approche plus évoluée consiste à incorporer des cristaux photoniques de part et d'autre de la cavité [20]. Ce concept a permis d'augmenter le confinement et d'obtenir des cavités plus courtes. Des longueurs de cavités de 12 μm ont pu alors être réalisées dans la filière GaAs [20] réduisant ainsi de manière importante les longueurs de cavité par rapport à celles des cavités horizontales classiques.

Des cristaux photoniques bidimensionnels ont été également incorporés en tant que miroirs dans des cavités à guide classiques [21][22][23]. La compacité des cristaux photoniques bidimensionnels et la possibilité d'ajuster leur réflectivité à partir de leurs paramètres de maille offrent plus de degrés de liberté que les miroirs unidimensionnels pour l'intégration de nouvelles fonctionnalités dans les cavités laser. Comme on le verra par la suite, les CP 2D sont également introduits pour avantager le fonctionnement monomode des diodes laser.

Les structures VCSELs ont elles aussi bénéficié de cette nouvelle technologie. En effet, le miroir supérieur de ces structures a été envisagé avec des cristaux photoniques pour permettre l'obtention d'une émission monomode transverse [24]. Cette structuration s'appuie sur les principes de guidage latéral des fibres micro-structurées et assure le filtrage des modes transverses du VCSEL. Ainsi, une émission monomode a été obtenue. Une autre approche similaire a été entreprise avec le remplacement du miroir de Bragg supérieur, toujours dans les VCSELs, par une membrane structurée par un cristal photonique [25]. La faisabilité d'une telle technologie a été démontrée par l'obtention d'une émission laser à 1.55 μm , sous pompage optique [26].

I.4.2. CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS EN APPROCHE PLANAIRE

Le besoin de confiner la lumière à trois dimensions pour des applications d'optique intégrée conduit à penser des systèmes hybrides où le confinement vertical est assuré par le contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces systèmes hybrides sont désignés par le terme de cristaux photoniques

bidimensionnels planaires. A l'inverse de ceux que nous avons considérés au paragraphe traitant des cristaux photoniques bidimensionnels (cf. § I.3.2) qui étaient infiniment longs, ceux-ci ont une hauteur finie. Cette nouvelle caractéristique est exigée car les techniques de micro structuration couramment employées ne permettent pas d'atteindre des profondeurs de gravure trop importantes mais aussi parce que la condition indispensable qui permet l'intégration de ces systèmes à base de CP dans des circuits intégrés photoniques est que ces derniers soient compatibles avec l'optique guidée classique (planaire).

L'absence de bande interdite verticale dans de telles structures est corrigée du fait de leur insertion entre des couches de matériaux ayant des indices de réfraction plus faibles. C'est en 1996, que Krauss et al [27] proposèrent d'associer au CP 2D une couche semiconductrice comme moyen de confiner la lumière dans un plan.

Ainsi, face au développement des microcavités émettant par la surface, des structures à cristaux photoniques ont été pareillement introduites dans des diodes laser émettant par la tranche. C'est le cas des cristaux photoniques bidimensionnels planaires. Deux configurations existent pour la réalisation de composants planaires :

- L'approche « membrane » :

Les cristaux photoniques sont réalisés par gravure à travers une fine couche de semiconducteur encadrée dessus et dessous par de l'air ou par un matériau de faible indice. Cette technique met en jeu un confinement par fort contraste d'indice. Bien que relativement simple à mettre en œuvre d'un point de vue technologique, cette approche souffre de la quasi incompatibilité avec un pompage électrique et de la mauvaise conduction thermique de ces structures.

Dans cette configuration, l'essentiel des composants réalisés concerne les filières GaAs et InP.

L'insertion d'un défaut localisé au sein d'un cristal photonique 2D définit une microcavité qui permet de piéger des photons dans un volume restreint induisant ainsi une forte interaction entre les modes de la cavité et l'émission spontanée. La plupart des microcavités relatées par la littérature ont une émission surfacique obtenue sous pompage optique.

La première émission laser à partir d'une microcavité a été rapportée par Painter et al. [28], en 1999, à une longueur d'onde de 1.5 μm . La microcavité était réalisée dans une membrane d'InGaAsP, caractérisée par l'omission d'un trou dans un cristal photonique à maille hexagonale. Ce résultat a été le début d'une longue liste de travaux, comme ceux de l'équipe de Noda de Kyoto réalisés sur des membranes en silicium [29].

Des guides à défauts (omission d'une ou plusieurs rangées de trous) ont été aussi étudiés. Une émission planaire a été obtenue à partir d'un pompage optique impulsif d'un guide membranaire constitué d'un réseau bidimensionnel avec retrait d'une rangée [30].

- L'approche « substrat » :

Cette approche nécessite une étape de gravure profonde des cristaux photoniques. Dans ce cas là, le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat est faible. La lumière est alors faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique en dessous et au-dessus du guide est important. La principale difficulté rencontrée par cette étape est la réalisation de l'étape de gravure profonde des CPs 2D. En effet, cette dernière représente un réel verrou technologique comme nous le verrons dans le chapitre suivant (Chapitre 3).

Les travaux les plus significatifs réalisés dans cette configuration concernent la filière InP [31]-[34]. Toutefois, on retrouve ce type d'approche dans des filières telles que le GaAs [35] où la gravure profonde des cristaux photoniques a été traitée.

II. LES LASERS A CAVITES COUPLEES

Le concept de cavités couplées a été introduit dans les années 80 [36] et a permis de concevoir des diodes laser à fonctionnement monofréquence avec des taux de réjection des modes secondaires (SMSR : *Side Mode Suppression Ratio*) supérieurs à 20 dB. Ces dispositifs consistent en deux ou plusieurs cavités optiques séparées par un gap d'air et suffisamment proches pour permettre le couplage de l'onde optique entre elles. Un changement de la densité de courant dans chaque cavité induit un changement de l'indice de réfraction et par conséquent la longueur optique de la cavité. La fréquence de travail du composant est déterminée par l'interaction entre les modes permis de chaque section ainsi que par leur couplage.

II.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Le concept basique amenant à utiliser les cavités couplées pour la sélection du mode longitudinal est connu à travers de précédents travaux effectués sur des lasers à gaz [37][38]. Par la suite, ce concept a été introduit dans les lasers à semiconducteurs [39].

Dans le cas de l'intégration du concept de cavités couplées dans les lasers à semiconducteurs, plusieurs configurations existent. Le laser est couplé soit à une cavité externe [35][39], soit à une partie du laser lui-même qui est utilisée comme seconde cavité [41][42].

II.1.1. CONFIGURATIONS DES CAVITES COUPLEES

Une variété d'approches existe pour représenter le concept de cavités couplées. Celles-ci peuvent être classées selon deux types : active-passive et active-active. La différence entre ces deux catégories provient du fait que la deuxième cavité considérée est pompée ou non. Nous explicitons ci-après ces deux types de configurations.

- Configuration active-passive

Dans ce schéma, le laser à semiconducteur est couplé à une cavité externe non pompée jouant ainsi un rôle passif. Dans le cas le plus simple, un miroir sphérique ou plan est placé à une courte distance de la facette du laser. Cette dernière peut contenir une couche antireflet de façon à augmenter le couplage entre les deux cavités. Le cas d'un miroir de forme sphérique, utilisé dans le système InGaAsP, a connu un attrait particulier. Des expériences en transmission ont été réalisées à $1.52 \mu\text{m}$ [43]. De l'autre côté, diverses variations de la géométrie du miroir plan ont été étudiées dans le même système.

- Configuration active-active

Cette configuration permet un pompage indépendant des cavités, offrant plus de degrés de liberté pour contrôler le comportement du composant. Un choix naturel consiste à choisir le même type de matériaux pour les deux cavités. De plus, les zones actives des deux cavités doivent être correctement alignées. Cet alignement se fait de manière automatique si les sections des deux cavités sont séparées par un gap comme pour les lasers à semiconducteurs classiques. Dans cette optique, des opérations de clivage et/ou de gravure sont nécessaires.

Considérons dans ce qui suit une configuration de cavités couplées de type active-active. Comme précédemment évoqué, pour ce type de cavité un procédé de fabrication spécifique est requis comme la gravure [41], ou le clivage [42].

L'opération de clivage permet d'avoir un dispositif intégré à trois « sections » dont les cavités, isolées électriquement, peuvent être alimentées de façon indépendante. Les lasers à cavités couplées réalisés par clivage sont désignés par le terme *Cleaved-Coupled Cavity lasers* pour cavités couplées clivées ou plus simplement C^3 [35]. Toutefois, l'opération de clivage nécessaire dans ce type de dispositif engendre une instabilité mécanique du composant et ainsi un fonctionnement non optimal.

II.1.2. SELECTION MODALE & ACCORDABILITE

Le mécanisme de sélection modale est le même pour une cavité couplée de type active-passive ou active-active. La principale différence entre ces deux configurations provient des « moyens externes » utilisés pour faire varier les modes Fabry-Pérot (FP) des deux cavités. Si dans la première configuration (active-passive), les modes de la cavité externe peuvent être modifiés par variation de sa longueur ou sa température, la seconde (active-active) offre la possibilité de modifier les modes par voie électrique c'est-à-dire par variation du courant dans les deux cavités puisque celles-ci peuvent être alimentées de façon totalement indépendante.

Si l'une des cavités opère sous le seuil, une variation du courant injecté dans celle-ci induit une variation de densité de porteurs au sein de la zone active. L'indice de réfraction du semiconducteur étant lié à la densité de porteurs et à la température, un changement du courant injecté dans la cavité entraîne alors un décalage des modes longitudinaux. Ainsi, différents modes FP de la cavité laser peuvent être sélectionnés.

L'autre avantage de ces structures est leur large accordabilité. En effet, comme pour les lasers DFB (*Distributed Feedback*), ces lasers peuvent être accordables sur quelques nanomètres en faisant varier le courant injecté. Toutefois, les lasers à cavités couplées jouissent d'un avantage supplémentaire du fait que l'espacement des modes longitudinaux (ou ISL : Intervalle Spectral Libre) dans les deux sections peut être contrôlé électriquement en faisant varier le courant dans les différentes cavités. Ainsi, la variation du courant dans les cavités donne accès à une plus large accordabilité (avec sauts de modes) pouvant recouvrir toute la courbe de gain du laser.

Les lasers à cavités couplées ont donc le potentiel d'offrir à la fois une sélection modale et une accordabilité en longueur d'onde. La Figure 2.8 représente de façon schématique comment, d'une part, la longueur d'onde d'une telle structure (CCL : *Coupled-Cavity Laser*) peut être accordable en faisant varier le courant dans la cavité et d'autre part, comment la sélection modale s'effectue.

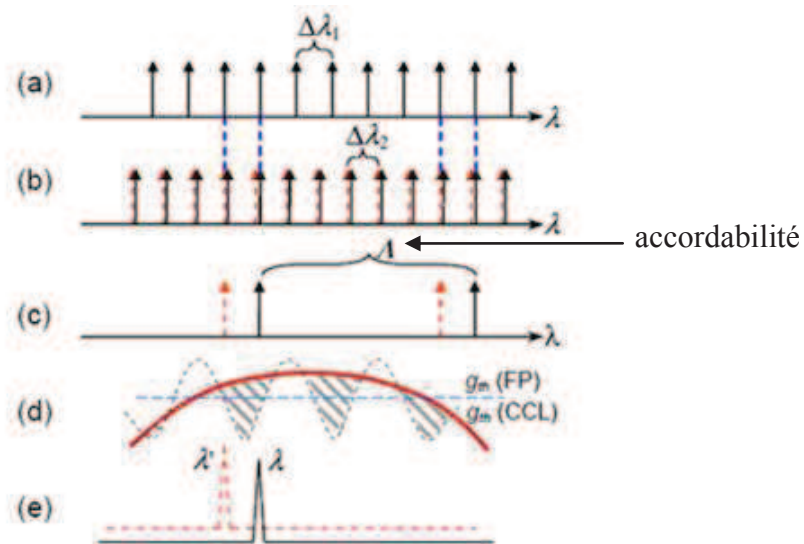


Figure 2.8 : Schémas représentant le mécanisme de la sélection modale ainsi que celui de l'accordabilité en longueur d'onde dans un laser à cavités couplées. a) Les modes possibles de la cavité 1, b) les modes possibles de la cavité 2, c) coïncidences des modes de la cavité couplée, d) profil du gain en rouge et e) spectre d'émission du laser à cavité couplée [44].

Qualitativement, chaque cavité a ses propres modes longitudinaux qui coïncident de manière quasi-périodique. L'ensemble de ces paires de modes coïncidents présente de faibles pertes, de cette façon le mode le plus proche du maximum de la courbe de gain est sélectionné et atteint le seuil en premier. Le caractère monofréquence de l'émission est ainsi obtenu.

En raison de la périodicité du profil des pertes, d'autres modes avec relativement de faibles pertes existent aussi. Ces modes sont écartés en raison de la distance qui les sépare du maximum de la courbe de gain. Dans la littérature, il a été montré de façon expérimentale [42][46] et théorique [47] que la puissance émise par ces modes latéraux était typiquement de 20 à 35 dB en dessous du mode principal.

Nous allons voir dans la partie qui suit comment nous pouvons associer ce type de cavités à des cristaux photoniques et obtenir ainsi des structures originales alliant ces deux concepts et favorisant des composants lasers à émission monofréquence accordables.

II.2. ETAT DE L'ART DES LASERS A CAVITES COUPLEES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Dans cette troisième partie de chapitre, nous présentons les diodes laser qui ont fait l'objet de ce travail de thèse : les lasers à cavités couplées par des cristaux photoniques. Après une présentation générale du principe de ces structures, nous nous intéressons aux travaux relatés par la littérature et qui ont constitué le point de départ de notre étude. Par la suite, nous expliciterons la géométrie choisie pour nos composants. Enfin, une étude de modélisation est développée avec la mise en évidence des paramètres technologiques qui nous permettront d'atteindre les caractéristiques optimales de notre structure.

A l'heure actuelle, la plupart des diodes laser monofréquences accordables sont des diodes laser DFB (*Distributed FeedBack*). Parmi les lasers DFB, les structures à couplage latéral par les pertes ont permis de s'affranchir de l'étape de reprise d'épitaxie qui était utilisée dans le cas des DFB classiques et qui présentait un risque d'oxydation des couches à forte teneur en aluminium pour les lasers opérant dans le moyen infrarouge sur GaSb. Cette oxydation créait des problèmes d'interface compliquant ainsi la reprise d'épitaxie. Le couplage latéral par des pertes induites se fait par le biais d'un dépôt métallique réalisé de part et d'autre du ruban laser [48]-[54]. Cette technologie, désormais bien mature, a permis d'obtenir un fonctionnement monomode à 2.4 μm avec un SMSR de 30 dB et des courants de seuil de 45 mA, en courant continu à 20°C [54].

Toutefois, celles-ci souffrent d'une plage d'accordabilité plutôt faible (quelques nm d'accordabilité continue seulement) limitant sévèrement la possibilité de détecter plusieurs gaz avec un seul dispositif.

De multiples approches ont été envisagées pour la réalisation de diodes laser accordables, parmi celles-ci le concept de cavités couplées énoncé dans la première partie de ce chapitre [55] [56].

Le concept de cavités couplées est généralisable et peut donner naissance à une grande diversité de structures.

En 2001, Happ et al [57] émettent l'idée d'introduire des cristaux photoniques latéralement à un guide FP classique assurant ainsi un meilleur contrôle de la réflectivité et une amélioration du couplage. De cette manière, les opérations de clivage ou de traitements de facettes sont évitées, il en résulte une meilleure stabilité du composant. D'autres travaux, de la même équipe, font référence à l'introduction d'un cristal photonique unidimensionnel et même bidimensionnel comme miroirs à hautes réflectivités dans des diodes laser multimodes à base de GaAs [58] et InP [22].

Le cristal photonique intégré dans un laser à cavités couplées permet d'avoir une diode laser avec des cavités couplées par l'intermédiaire d'un miroir intracavité créé par le cristal photonique. Cette architecture favorise alors une sélection plus efficace du mode longitudinal par le fait que la bande interdite photonique dans la structure de bande du

guide permet de réaliser un filtrage fréquentiel. Cette sélectivité modale permet l'obtention d'un fonctionnement monofréquence stable.

L'architecture utilisée par Happ et al. a donc permis de réaliser des cavités couplées compactes sur InP par insertion à la fois d'un miroir intracavité à faible réflectivité et d'un miroir « arrière » placé en fin de cavité à forte réflectivité (Figure 2.9). Ce travail a eu pour résultats une émission à $1.57 \mu\text{m}$ avec un taux de réjection de modes secondaires dépassant les 35 dB. Aussi, ce travail a permis de mettre en évidence la faisabilité de travailler avec des courtes cavités de $100 \mu\text{m}$ et des rendements externes de 44%. Cette dernière valeur provient de la diminution des pertes. Enfin, cette approche a montré une réduction progressive des courants de seuil pour des cavités de plus en plus courtes ce qui indique bien la possibilité de réaliser des lasers encore plus compacts avec cette technologie.

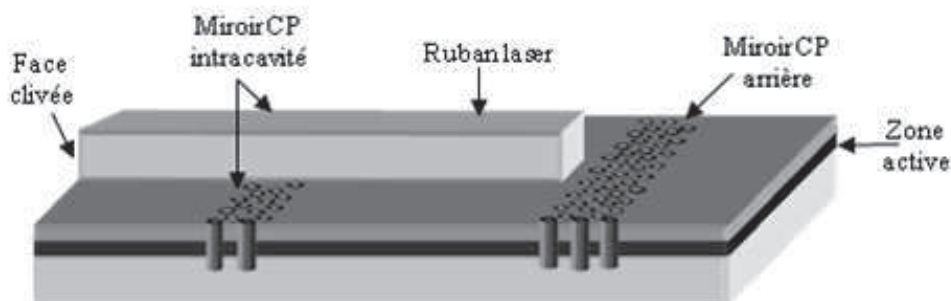


Figure 2.9 : Représentation schématique de la structure proposée par Happ et al [57]. La structure consiste en un miroir à CP arrière à forte réflectivité, d'un miroir à CP placé de part et d'autre du ruban laser ainsi que d'une face clivée.

Dans le cadre de nos recherches, nous nous intéressons à des dispositifs adaptés à la détection d'espèces gazeuses. La gamme de longueur d'onde que nous visons se situe entre 2 et $5 \mu\text{m}$, pour les raisons évoquées dans le chapitre 1 du manuscrit. Afin d'atteindre ces longueurs d'onde ($\lambda > 2 \mu\text{m}$), le recours à des matériaux à petits gaps comme le GaSb ou l'InAs est nécessaire. Les dispositifs présentés dans ce manuscrit sont donc issus des systèmes à base d'antimoniures.

Au début de la thèse, nous nous sommes donc intéressés aux cavités couplées réalisées sur de tels systèmes. Elles ont constitué la base de départ de notre travail. Les seuls travaux relatés par la littérature ont été essentiellement menés par l'équipe du Pr. Forchel de l'Université de Würzburg. Plusieurs architectures ont été envisagées et réalisées, elles sont citées dans ce qui suit.

Précisons qu'au début de ma thèse très peu d'écrits existaient sur les lasers à cavités couplées par des cristaux photoniques dans la filière GaSb. De plus, ces travaux font référence à des composants laser émettant à des longueurs d'onde inférieures à $2 \mu\text{m}$.

La réalisation de la première cavité couplée par l'intermédiaire d'une fente, sur GaSb, a été réalisée en 2007 [59] et a montré une émission monofréquence à $1.9 \mu\text{m}$ avec des

courants de seuil de l'ordre de 40 mA et un SMSR de 25 dB. De plus une accordabilité par sauts de 45 nm a été atteinte faisant de ce dispositif un candidat approprié à la détection d'espèces gazeuses telle que la vapeur d'eau (H₂O).

Une autre architecture, semblable à celle proposée par Happ et al. (Figure 2.9), est réalisée sur GaSb en avril 2008, parallèlement à notre projet, avec des structures émettant à 2 μm [60]. Un miroir intracavité de cristaux photoniques bidimensionnels (réseau triangulaire) à 8 rangées de trous a été réalisé, celui-ci placé de part et d'autre du ruban laser permet de réfléchir la partie évanescente de l'onde lumineuse. L'intégration monolithique du miroir à CP, à haute réflectivité, en fin de cavité permet une diminution des pertes aux miroirs, de ce fait de faibles courants de seuil sont obtenus ($I_{th} = 18.5$ mA) avec des puissances émises de l'ordre de 18 mW, ce qui correspond à l'état de l'art des lasers DFB à la même longueur d'onde.

Plus récemment, en juillet 2008, une autre architecture est envisagée [61] avec cette fois-ci des cristaux photoniques bidimensionnels servant à la fois d'interruption entre deux cavités et de miroir à haute réflectivité en fin de cavité. Cette géométrie a permis d'avoir deux cavités pouvant être alimentées de façon indépendante. De cette manière, la longueur d'onde d'émission du composant a pu être modifiée en variant le courant injecté dans les deux cavités. Par ailleurs, le fait que les deux sections peuvent être alimentées de façon bien distincte favorise le phénomène de coïncidence des modes longitudinaux. D'autres travaux ont suivi avec l'utilisation d'une architecture assez similaire à la précédente mais cette fois-ci avec l'intégration d'un troisième segment séparé de la cavité couplée par un miroir à cristal photonique à haute réflectivité [62]. Ce troisième segment fait office de photodiode interne. L'approche en question a permis d'obtenir une émission monofréquence à 1.9 μm avec un SMSR de 32 dB.

Aussi, en s'inspirant des lasers DFB à deux sections couplées par un réseau métallique latéral gravé de part et d'autre de chaque section et ce sur GaAs [63] (cf. Chapitre 1), M. Muller et al. réalisèrent un laser similaire dans le système GaSb [64]. Ce dernier a présenté une émission monofréquence à 1.8 μm et un SMSR de 15 dB.

Un état de l'art de l'ensemble des structures à cavités couplées sur GaSb est retracé dans le Tableau 2.2 :

Equipes	Structures	Longueur d'onde d'émission	Caractéristiques
		λ (μm)	
Université de Würzburg M. Muller [59] 2007	2 rubans laser couplés par l'intermédiaire d'une fente	1.9	$I_{th} = 38 \text{ mA}$ $P_{émission} = 5.8 \text{ mW}$ (pour $I_{th} = 115 \text{ mA}$) SMSR = 25 dB $\Delta\lambda = 45 \text{ nm}$
Université de Würzburg A. Bauer [60] 2008	1 seul ruban laser avec miroir intracavité à CPs de part et d'autre du ruban + miroir arrière à CP	2	$I_{th} = 18.5 \text{ mA}$ $P_{émission} = 18 \text{ mW}$ (pour $I_{th} = 160 \text{ mA}$) SMSR = 30-35 dB
Université de Würzburg M. Muller [62] 2008	2 rubans laser couplés par un miroir intracavité à CPs + miroir arrière à CP + photodiode	1.9	$I_{th} = 50 \text{ mA}$ $P_{émission} = 9 \text{ mW}$ (pour $I_{th} = 140 \text{ mA}$) SMSR = 32 dB $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$
Université de Würzburg M. Muller [63] 2008	1 ruban laser DFB à couplage latéral avec BSG	1.8	$I_{th} = 35 \text{ mA}$ $P_{émission} = 18 \text{ mW}$ (pour $I_{th} = 210 \text{ mA}$) SMSR = 33 dB
Université de Würzburg M. Muller [61] 2008	2 rubans laser couplés par l'intermédiaire d'un miroir à CPs + miroir arrière à CP	1.9	$I_{th} = 58 \text{ mA}$ $P_{émission} = 13 \text{ mW}$ (pour $I_{th} = 190 \text{ mA}$) SMSR = 40 dB $\Delta\lambda = 47 \text{ nm}$

Tableau 2.2 : Etat de l'art des lasers à cavités couplées sur GaSb.

III. CONCEPTION DES DIODES LASER A CAVITES COUPLEES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES

III.1. STRUCTURES D'ETUDE

Au début de cette thèse, nous nous sommes inspirés des résultats de la littérature et en particulier de la structure proposée dans les références [57] et [60]. Ainsi, nous nous sommes proposé de réaliser une cavité couplée par des cristaux photoniques semblable à celle décrite à la Figure 2.10. Ce composant repose sur une structure ruban classique à laquelle sont ajoutés des cristaux photoniques, réalisés de part et d'autre du ruban.

Les cristaux photoniques placés latéralement au ruban laser servent à réaliser un miroir intracavité et permettront de renforcer, de stabiliser le filtrage fréquentiel et de contrôler

le couplage entre les deux cavités donnant ainsi à l'émission un caractère monofréquence. L'injection de courant dans les cavités est indépendante.

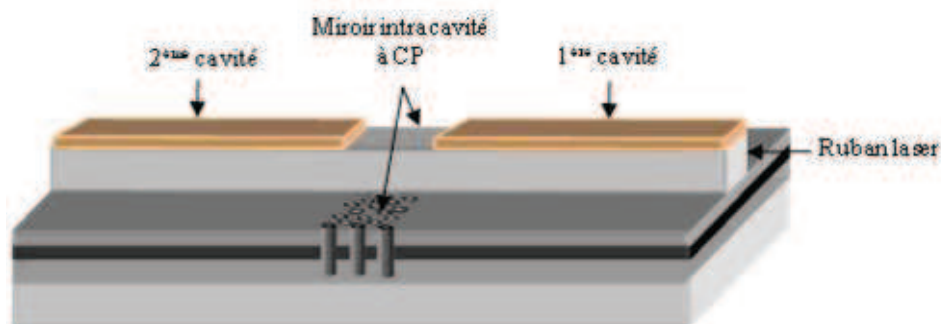


Figure 2.10 : Représentation schématique de la cavité couplée par cristaux photoniques. Les CP constituent le miroir intracavité réalisé de part et d'autre du ruban laser.

Au niveau de la structure laser, nous avons retenu deux structures d'étude adaptées à des émissions à 2.6 μm et 2.3 μm . Ces structures correspondent aux structures épitaxiées pour la réalisation des dispositifs à cavités couplées visés. La Figure 2.11 rappelle la structure, déjà évoquée au chapitre 1, pour une émission à 2.6 μm .

Référence échantillon : A186-V695

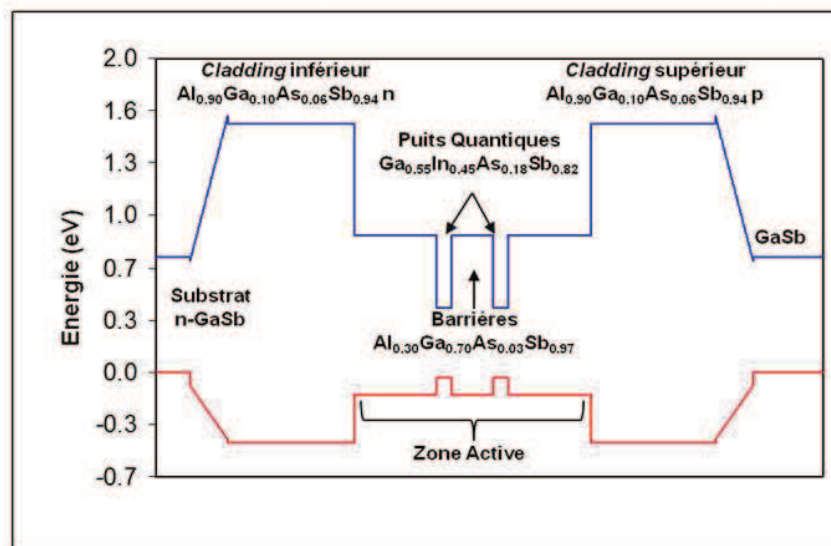


Figure 2.11 : Structure de bandes du laser utilisé avec émission à 2.6 μm .

Pour un laser à émission à 2.3 ou 2.6 μm les structures de bandes sont sensiblement identiques. Elles comportent deux puits quantiques en GaInAsSb entourés par des barrières en AlGaAsSb. Les différences notables entre les deux structures laser se situent

au niveau des épaisseurs de puits (14 nm pour $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ et 10 nm pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$) et des compositions des divers matériaux.

Nous présentons dans les tableaux ci-dessous (Tableau 2.3 et Tableau 2.4) les différentes couches, compositions, indices et épaisseurs des structures pour des émissions respectives de 2.6 μm et 2.3 μm .

Notons que pour l'étude du guide d'onde qui va suivre, on considèrera l'ensemble puits barrières qui constitue la zone active comme étant une couche d'épaisseur 0.8 μm avec un indice moyen qui est celui des barrières.

Couches	Matériaux	Indices	Epaisseurs (nm)
Couche tampon	GaSb	3.899	75
Rampe (Début)	Al _{0.10} Ga _{0.90} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.712	182
Rampe (Fin)	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.172	
<i>Cladding</i> inférieur	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.06} Sb _{0.94}	3.163	1000
Zone Active	Al _{0.30} Ga _{0.70} As _{0.03} Sb _{0.97}	3.541	375
	Ga _{0.55} In _{0.45} As _{0.18} Sb _{0.82}		14
	Al _{0.30} Ga _{0.70} As _{0.03} Sb _{0.97}	3.541	27
	Ga _{0.55} In _{0.45} As _{0.18} Sb _{0.82}		14
	Al _{0.30} Ga _{0.70} As _{0.03} Sb _{0.97}	3.541	375
<i>Cladding</i> supérieur	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.06} Sb _{0.94}	3.163	1000
Rampe (Début)	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.172	182
Rampe (Fin)	Al _{0.10} Ga _{0.90} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.712	
Couche de contact	GaSb	3.857	300

Tableau 2.3 : Couches, matériaux, indices et épaisseurs de la structure laser pour $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$.

Couches	Matériaux	Indices	Epaisseurs (nm)
Couche tampon	GaSb	3.857	75
Rampe (Début)	Al _{0.10} Ga _{0.90} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.743	182
Rampe (Fin)	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.183	
<i>Cladding</i> inférieur	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.06} Sb _{0.93}	3.17	1000
Zone Active	Al _{0.25} Ga _{0.75} As _{0.023} Sb _{0.977}	3.61	375
	Ga _{0.61} In _{0.39} As _{0.18} Sb _{0.82}	3.81	10
	Al _{0.25} Ga _{0.75} As _{0.023} Sb _{0.977}	3.61	28.7
	Ga _{0.61} In _{0.39} As _{0.18} Sb _{0.82}	3.81	10
	Al _{0.25} Ga _{0.75} As _{0.023} Sb _{0.977}	3.61	375
<i>Cladding</i> supérieur	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.06} Sb _{0.93}	3.17	1000
Rampe (Début)	Al _{0.90} Ga _{0.10} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.183	182
Rampe (Fin)	Al _{0.10} Ga _{0.90} As _{0.04} Sb _{0.96}	3.743	
Couche de contact	GaSb	3.899	300

Tableau 2.4 : Couches, matériaux, indices et épaisseurs de la structure laser pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

La largeur de la courbe de gain est d'environ 70 nm [65], les pertes totales sont de 14 cm^{-1} .

III.2. GUIDE D'ONDE

Comme nous l'avons illustré plus haut, la structure envisagée présente un ruban laser gravé. Ce dernier doit subir une gravure avant l'insertion des cristaux photoniques. Dans le but de concevoir des lasers à caractère monomode pour les besoins de la détection de gaz, il nous faut connaître l'épaisseur de *cladding* supérieur à laisser après gravure du ruban.

La méthode utilisée ici fait appel à la méthode de l'indice effectif qui consiste en la résolution de l'équation de propagation dans le profil d'indices. On décompose le calcul 2D en deux calculs 1D successifs (Figure 2.12). Dans un premier temps, on calcule le mode vertical de la zone ruban et des zones latérales selon la polarisation TE et à partir de

ces résultats, on détermine le mode guidé de la structure par un calcul selon l'autre orientation en polarisation TM.

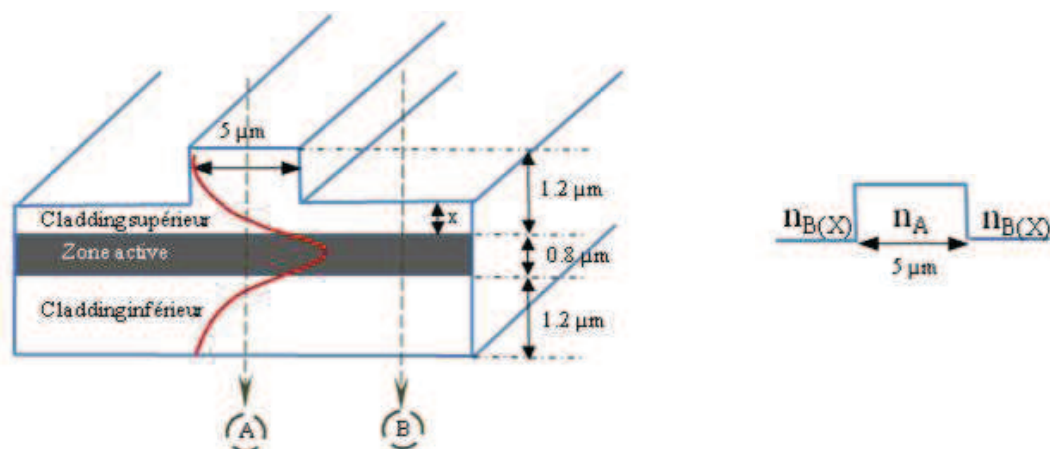


Figure 2.12 : A gauche structure 2D. x : correspond à l'épaisseur de *cladding* restante après gravure du ruban. La zone notée A correspond à la zone ruban, tandis que la zone notée B correspond à la zone latérale. A droite, structure 1D équivalente pour le calcul du mode guidé.

Nous débutons avec le calcul du confinement transverse et enchaînons avec le confinement latéral.

III.2.1. CONFINEMENT OPTIQUE TRANSVERSE (TE)

Le caractère monomode transverse provient directement de la structure épitaxiée à savoir des épaisseurs et des indices des différentes couches. Pour les zones latérales, les calculs sont effectués en prenant en compte la couche d'air présente au dessus des couches épitaxiées.

Nous avons tracé sur la Figure 2.13 les variations de l'indice effectif des zones latérales en fonction de l'épaisseur restante de *cladding* supérieur pour les structures émettant à $2.6 \mu\text{m}$ et $2.3 \mu\text{m}$. Nous avons également reporté les variations correspondantes de l'écart d'indice par rapport à la zone ruban.

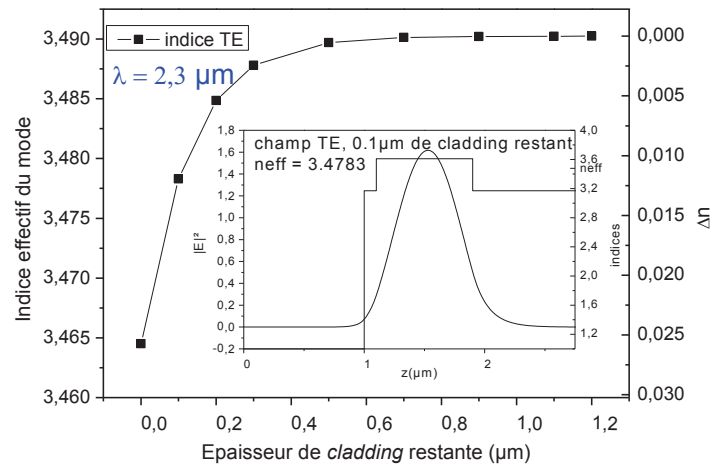
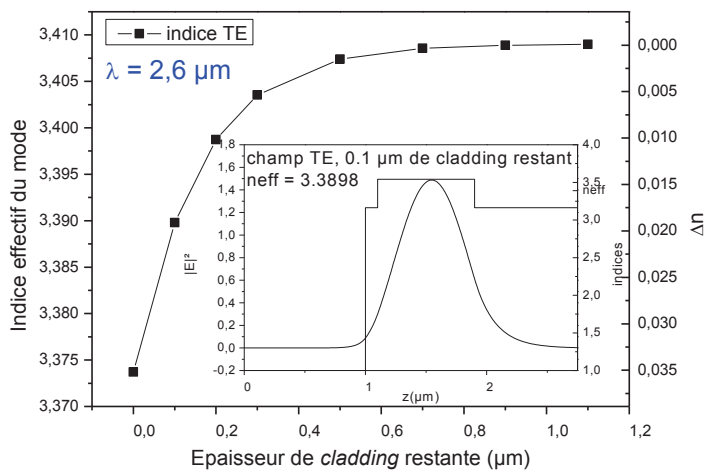


Figure 2.13 : Variations de l'indice effectif du mode et de l'écart d'indice en fonction de l'épaisseur de *cladding* supérieur. En insert, profil du mode guidé pour une épaisseur de *cladding* restante de 0.1 μm . Les longueurs d'émission considérées : à gauche $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ et à droite $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

On constate de manière évidente que l'écart d'indice augmente en fonction de la profondeur de gravure.

Si l'on se place dans le cas où la structure subit une très faible gravure, par exemple pour une épaisseur de *cladding* restante de 1 μm , le contraste d'indice entre le ruban et le reste de la structure est nul.

Si l'on se place cette fois-ci à $x=0$, c'est-à-dire dans le cas où le *cladding* supérieur est complètement gravé, l'indice effectif correspondant est d'environ 3.37 pour $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ et de 3.46 pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$, soit un contraste d'indice de $3.5 \cdot 10^{-2}$ pour le premier cas et de $2.5 \cdot 10^{-2}$ pour le second.

Les graphes placés en insert (Figure 2.13) représentent les profils du mode pour une épaisseur de *cladding* restante fixée à 0.1 μm .

III.2.2. CONFINEMENT OPTIQUE LATERAL (TM)

A partir des indices effectifs calculés précédemment, nous déterminons le mode de la structure. Pour cela, nous avons fixé la largeur de ruban à 5 μm en nous appuyant sur une étude effectuée précédemment à l'IES [48].

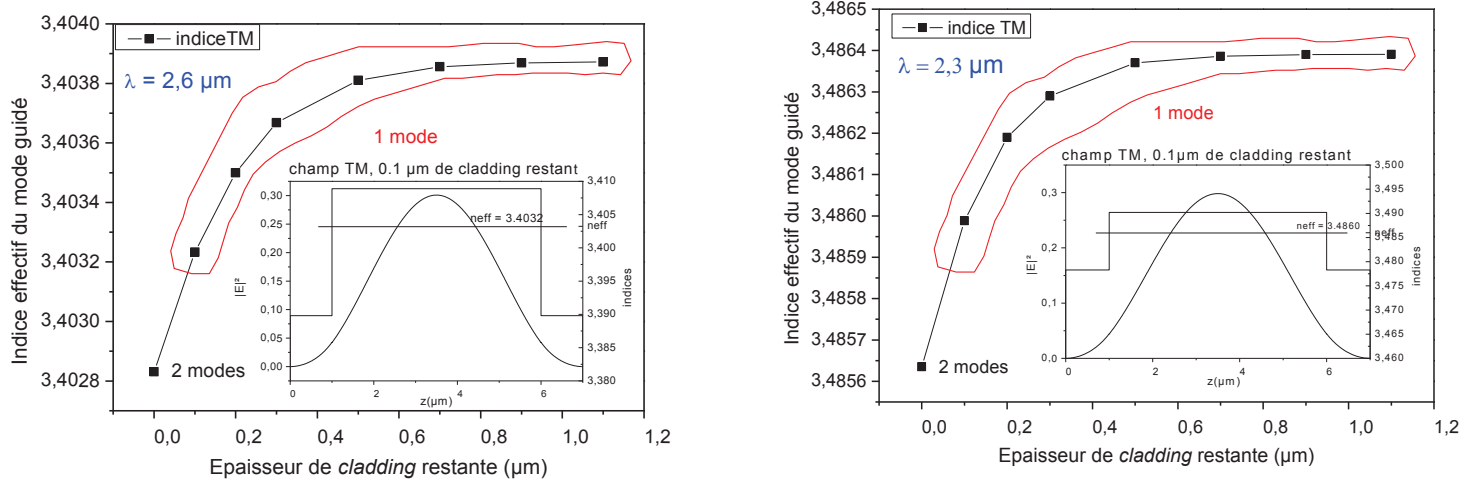


Figure 2.14 : Variations de l'indice effectif et du nombre de modes en fonction de l'épaisseur du *cladding* supérieur. En insert : Profils du mode guidé pour une épaisseur de *cladding* restante de 0.1 μm , à gauche pour $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$ et à droite pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

La Figure 2.14 présente la variation de l'indice effectif du mode guidé en fonction de l'épaisseur résiduelle du *cladding* après gravure. Aussi, sur ces graphes figure le nombre de modes qui apparaît selon la profondeur de gravure atteinte. On constate que pour une gravure totale du guide d'onde ($x = 0$), le nombre de modes latéraux obtenu est de 2 et ce, pour les deux longueurs d'onde considérées (2.6 μm ou 2.3 μm). Ceci s'explique par le fait que le contraste d'indice entre le ruban et le reste de la structure est trop fort, il en résulte donc un guidage multimode latéral.

Au fur et à mesure que la profondeur de gravure diminue, par exemple pour un $x = 0.1 \mu\text{m}$, l'émission devient monomode latérale. De manière générale, l'émission laser se stabilise et est systématiquement monomode pour des valeurs d'épaisseur de *cladding* restante supérieures à 100 nm.

Les profils du mode guidé correspondants sont représentés en insert (Figure 2.14) pour une épaisseur de *cladding* restante fixée à 0.1 μm .

En résumé, que ce soit pour une émission à 2.6 μm ou à 2.3 μm , le ruban laser devrait être gravé à une profondeur de 1.1 μm , soit une épaisseur de *cladding* supérieur restante de 0.1 μm pour se placer dans les conditions idéales d'obtention d'une émission monomode transverse et latérale.

III.3. MIROIR A CRISTAL PHOTONIQUE

Après avoir déterminé la structure 2D du dispositif, dans ce paragraphe, nous nous consacrons à l'étude des miroirs à cristal photonique. Il s'agit tout d'abord de déterminer les paramètres caractéristiques du cristal photonique et ensuite d'évaluer ses performances.

Nous avons choisi d'utiliser un cristal à maille hexagonale qui permet d'obtenir le plus facilement un gap complet [15].

L'étude est menée à partir de la méthode des ondes planes qui comme nous l'avons déjà mentionné permet le calcul des diagrammes de bandes et des modes électromagnétiques pour des structures périodiques. Nous avons utilisé le logiciel libre développé par le MIT sous le nom de *MIT-Photonic-Bands* ou (MPB). En s'appuyant sur le théorème de Bloch, ce logiciel 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.

Pour exemple, nous présentons à la Figure 2.15 un diagramme de bandes pour un cristal photonique de trous d'air dans un milieu d'indice correspondant à l'indice effectif des zones latérales de la structure pour un rapport rayon des trous sur la période du cristal (r/a) de 0.25 qui correspond à un facteur de remplissage en air de 23%.

Nous observons dans ce diagramme une bande interdite photonique pour a/λ compris entre 0.18 et 0.24 au point M et compris entre 0.13 et 0.28 au point K. Ceci correspond à des longueurs d'onde situées entre 2.5 et 3.4 μm et à des diamètres dans la gamme des 500 à 720 nm pour être au centre du gap.

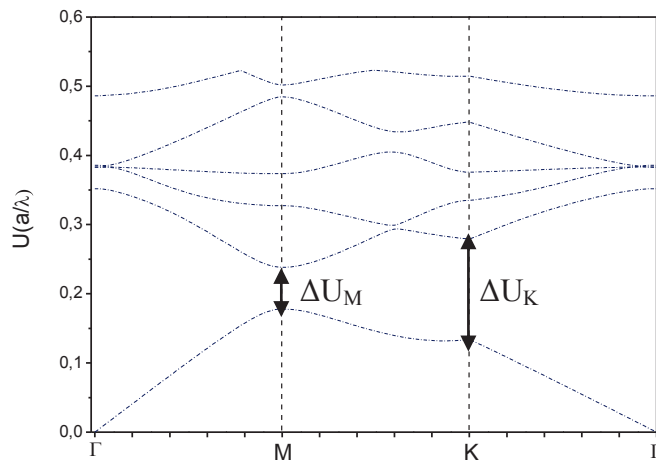


Figure 2.15 : Diagramme de bandes d'un cristal photonique avec un rapport $r/a = 0.25$.

Nous avons étudié l'influence du rapport r/a sur le diagramme de bandes et nous avons représenté sur la Figure 2.16 l'ensemble des gaps aux points M et K. Les facteurs de remplissage correspondants sont également donnés.

La partie en rouge représente l'ensemble des *gaps* au point de symétrie K et en bleu celle relative aux *gaps* au point M.

Ces courbes montrent que les *gaps* s'élargissent au fur et à mesure que le rapport r/a augmente et qu'ils se décalent vers les fréquences réduites plus élevées. Il faut cependant noter que d'un point de vue technologique, à la fois les petits et les grands facteurs de remplissage deviennent particulièrement critiques à réaliser. Un bon compromis se situe autour de 30%. De plus il faut souligner que c'est un paramètre très sensible aux procédés de réalisation alors que la période peut être ajustée au nanomètre près et ce de manière reproductible. Dans ces conditions, nous fixons la période à une valeur de 600 nm qui permet de couvrir la gamme visée en termes de longueurs d'onde ($2.23 < \lambda < 3.24 \mu\text{m}$) et nous viserons alors l'obtention d'un facteur de remplissage de 30%.

Aussi, pour répondre à nos exigences spectrales, nous retiendrons une période de 600 nm et un facteur de 30% soit un diamètre de trous de 350 nm comme paramètres du cristal photonique.

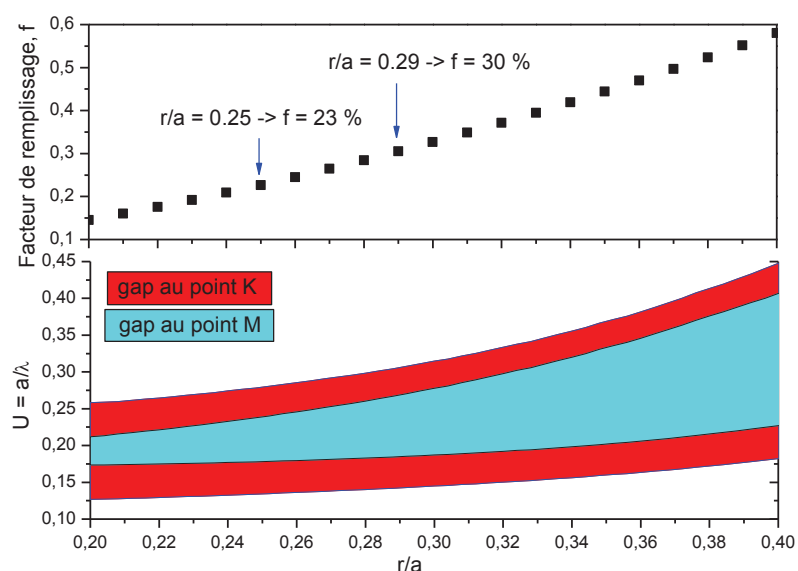


Figure 2.16 : Concordança entre le facteur de remplissage f (graphe du dessus) et évolution des bandes interdites, en fonction du rapport r/a .

Nous allons maintenant évaluer les performances de ces cristaux photoniques comme miroir intracavité pour les cavités couplées et étudier notamment l'influence de leur positionnement par rapport au ruban laser. Pour cela, nous avons retenu comme outil de modélisation la méthode dite FDTD (acronyme anglais pour *Finite Difference Time Domain*) qui permet de modéliser la propagation des ondes électromagnétiques. Initialement proposée par Yee en 1966 [66], cette technique consiste à discrétiser les

équations de Maxwell dans l'espace et dans le temps en utilisant une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell temporelles deviennent des équations reliant le champ d'une cellule à celui des cellules voisines entre deux instants notés t et Δt .

Cette méthode peut simuler ainsi la propagation d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu : diélectrique, plasma, métal...

Les résultats de modélisations que nous présentons ont été pour la plupart obtenus à l'aide du logiciel FDTD Solutions⁵.

Compte tenu des similitudes entre les structures émettant à $2.3 \mu\text{m}$ et $2.6 \mu\text{m}$, nous considérons ici uniquement la structure à $2.6 \mu\text{m}$. Pour simplifier le calcul, nous nous limitons à une étude en 2D, la structure verticale étant prise en compte par l'intermédiaire de son profil d'indices effectifs et en négligeant la profondeur finie des trous.

La Figure 2.17 représente schématiquement les conditions de calcul.

Un premier calcul permet de définir un mode guidé dans le profil d'indices considéré. Ce mode est ensuite considéré comme la source que nous injectons au point S et nous enregistrons les champs transmis et réfléchi respectivement aux points notés T et R. Nous avons pris pour les détecteurs des largeurs de $10 \mu\text{m}$ pour correspondre le plus précisément au mode injecté

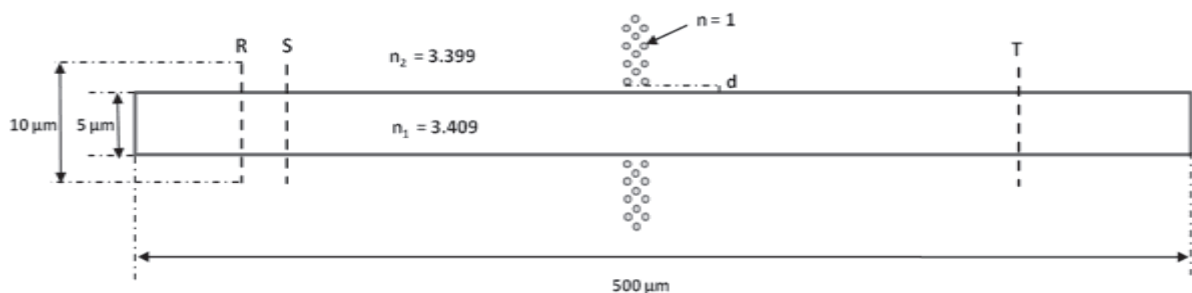


Figure 2.17 : Représentation schématique du modèle de structure utilisé pour nos modélisations pour $\lambda = 2.6 \mu\text{m}$.

Dans un premier temps, nous cherchons à évaluer la distance « d » à laisser entre le ruban laser et le centre des premiers trous. Le graphique (Figure 2.18) représente les réflexions, transmissions et pertes d'un cristal photonique à 10 périodes en fonction de leur positionnement par rapport au ruban. L'importance de ce paramètre est bien explicite. En effet, au fur et à mesure que la distance entre les CPs et le ruban croît, la réflexion décroît. Il est donc nécessaire, pour cette géométrie, de réaliser les cristaux photoniques aussi proches que possible du guide.

⁵ <http://www.lumerical.com/fdtd.php>

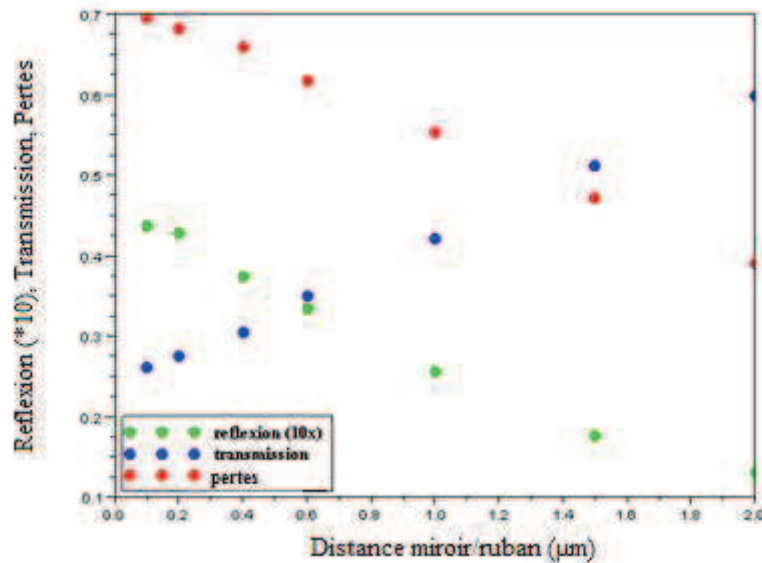


Figure 2.18 : Evolutions des réflexions, transmissions et pertes en fonction de la distance séparant le centre du premier cristal photonique du guide. Le cristal photonique considéré ici est de 10 périodes.

De plus, il apparaît que les réflectivités obtenues restent très faibles et ce, même en jouant sur la position du miroir par rapport au ruban. D'un point de vue technologique, en raison du dépôt de résine par tournette, il nous paraît très difficile de réaliser les trous contre les rubans laser, une distance minimale de 600 nm paraît réaliste. Pour cette distance, nous avons évalué l'influence du nombre de périodes du cristal et nous avons montré que même pour 20 périodes, les réflexions obtenues restaient faibles (< 10 %). Nous attribuons cela au fait que les cristaux photoniques ne voient que les « ailes » du mode et non le mode complet, il en résulte un faible couplage. Ceci est d'autant plus vrai que les cristaux photoniques sont positionnés loin du ruban.

Ces observations nous amènent à penser que la première géométrie choisie n'est pas la plus appropriée. De ce fait, une autre disposition des cristaux photoniques est envisagée. Néanmoins, c'est cette première approche qui sera retenue pour la mise au point du procédé technologique et qui fera l'objet d'un premier lot d'échantillons.

Pour aller au-delà, il resterait à modéliser le comportement complet des diodes à cavités couplées, ce qui n'a pu être fait en raison de l'absence de modèles disponibles et du caractère multi échelle des structures. Une telle analyse approfondie du fonctionnement de ces dispositifs nous paraît constituer encore à ce jour un véritable défi.

III.4. NOUVELLE CONFIGURATION DE LASERS A CAVITES COUPLEES

La nouvelle approche envisagée consiste à interrompre le ruban laser et à disposer d'un miroir à cristal photonique traversant. La Figure 2.19 illustre cette deuxième géométrie. Nous considérons ici une longueur d'onde de $2.3 \mu\text{m}$.

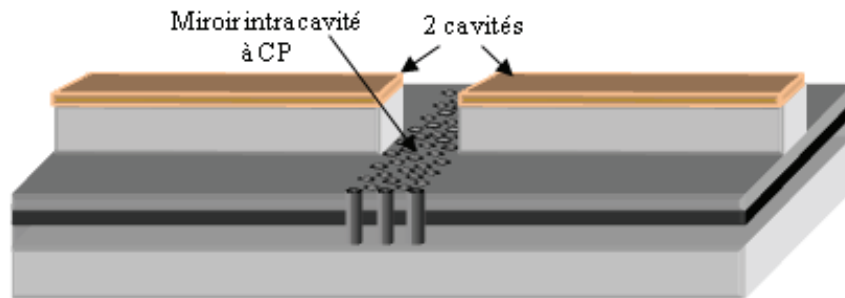


Figure 2.19 : Représentation schématique de la cavité couplée par des cristaux photoniques avec le *ridge* interrompu et les CPs traversant.

Cette nouvelle structure va permettre de renforcer le couplage entre les deux cavités car le miroir traversant le ruban laser sera vu par l'ensemble du mode guidé et pas seulement ses « ailes ».

Pour des considérations technologiques, il nous est apparu irréaliste de séparer les rubans d'une distance égale à celle des miroirs comme représenté sur la Figure 2.19. Aussi nous avons choisi de séparer les rubans d'une certaine distance et d'y centrer le miroir à cristal photonique.

III.4.1. DISTANCE SEPARANT LES DEUX CAVITES

Pour définir la distance inter ruban, nous avons effectué des modélisations à l'aide du logiciel FDTD solutions et analysé la propagation d'une onde d'une section à l'autre. Nous avons fixé arbitrairement les distances de propagation à $200 \mu\text{m}$ (Figure 2.20) et nous avons fait varier la distance de séparation de 2 à $50 \mu\text{m}$.

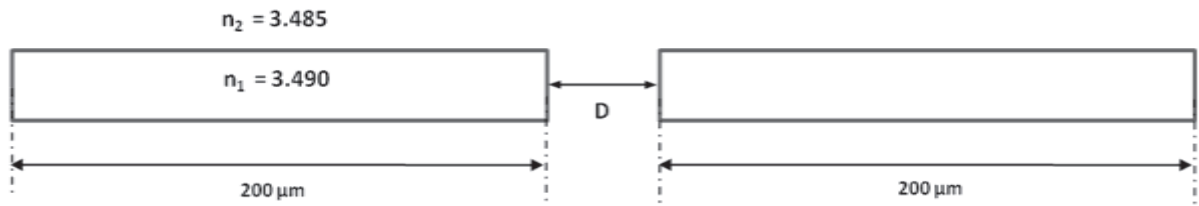


Figure 2.20 : Modèle utilisé pour l'évaluation de la distance séparant les deux cavités.

La Figure 2.21 donne l'évolution de la transmission au sein de la structure pour des émissions à 2.6 et 2.3 μm . Une séparation variant de 2 à 20 μm a une faible influence sur la transmission puisque celle-ci diminue de 97 à 96 %, il n'y a donc pas de diffraction. En revanche, pour une séparation de 50 μm , la réduction sur la transmission est un peu plus élevée, la transmission est d'environ 90%. Nous pouvons noter que ces valeurs sont en concordance avec un calcul simpliste donnant la longueur de Rayleigh. Celle-ci est définie par la relation $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ (avec z_R la longueur de Rayleigh et $w_0 = 4.62 \mu\text{m}$ la largeur du *waist*) et elle s'élève dans notre cas à 100 μm .

Nous choisissons une distance de 10 μm pour poursuivre l'évaluation des structures.

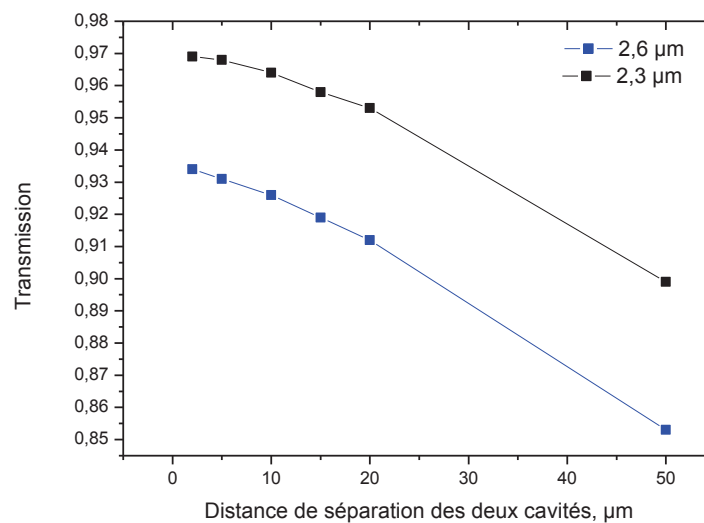


Figure 2.21 : Evolution de la transmission au sein de la structure en fonction de la distance de séparation entre les deux cavités à 2.6 μm et à 2.3 μm .

III.4.2. EFFET DES MIROIRS A CRISTAUX PHOTONIQUES

Pour cette géométrie, la question de l'orientation des cristaux photoniques s'est posée. On a choisi d'orienter notre cristal photonique de façon à ce que la plus courte période soit perpendiculaire à l'onde incidente car dans ce sens le cristal photonique procure une plus grande réflexion.

Comme le montre la Figure 2.22 nous procédons de la même manière qu'avec la précédente géométrie, c'est-à-dire que nous injectons le mode guidé au point source noté S. Nous enregistrons les champs réfléchis et transmis aux points R et T.

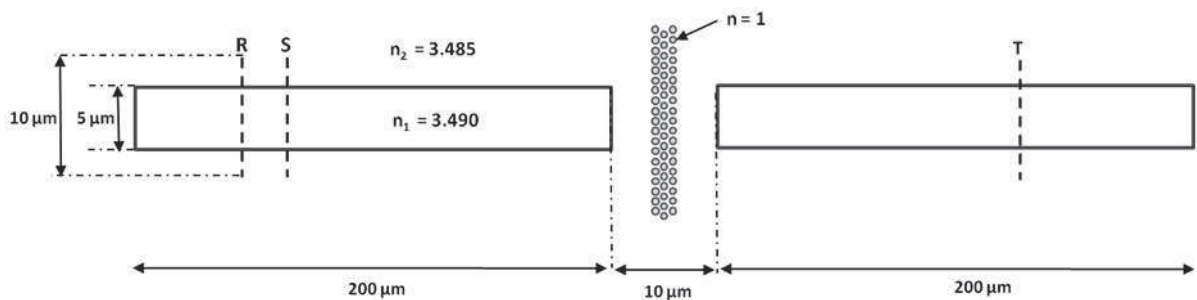


Figure 2.22 : Représentation schématique du modèle de structure utilisé pour nos modélisations pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

Lors de cette modélisation, nous faisons varier le nombre de rangées des cristaux photoniques de 1 à 6 (1/2 à 3 périodes de CPs). Sur la Figure 2.23 est représentée l'évolution des transmissions et réflexions en fonction de la longueur d'onde pour différentes périodes de cristaux photoniques.

Pour la longueur d'onde visée ($2.3 \mu\text{m}$), la réflexion varie de 23% à 95% selon que l'on considère respectivement 1/2 et 3 périodes de CPs. Au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de périodes la réflexion augmente. Les deux cavités ne sont plus couplées pour 8 rangées (4 périodes) de trous.

Cette configuration de structures avec miroir traversant semble particulièrement prometteuse pour la réalisation de lasers à cavités couplées et fera l'objet d'un deuxième lot d'échantillons.

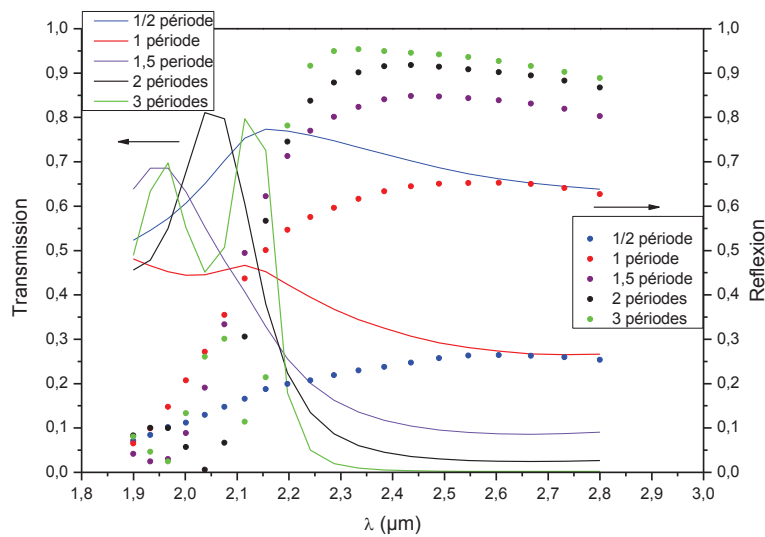


Figure 2.23 : Transmission et réflexion du mode optique injecté dans la structure en fonction de la longueur d'onde pour différentes périodes de cristaux photoniques.

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons exposé l'étude de diodes laser à cavités couplées par miroir à cristal photonique.

Le caractère original de notre travail provient du fait que les cristaux photoniques bidimensionnels sont intégrés dans un laser à cavités couplées où ils jouent le rôle de miroir intracavité. Ainsi, la géométrie de nos structures consiste à insérer au sein d'une structure laser à ruban classique un miroir à cristal photonique qui couple les deux cavités. Dans l'optique de détecter des gaz dans le moyen infrarouge, ces structures doivent nous permettre d'obtenir une émission monofréquence accordable du fait de l'utilisation de cavités couplées. Le filtrage fréquentiel est renforcé par la présence du miroir réalisé par l'intermédiaire de cristaux photoniques.

Une première configuration de cavité a été étudiée. Malgré l'optimisation des différents paramètres mis en jeu, cette configuration s'est avérée peu propice pour l'obtention de fortes réflectivités. Nous avons en effet souligné que la réflexion se limite à quelques pourcents et procure par suite un très faible couplage entre les cavités.

Nous avons proposé une seconde configuration qui consiste à interrompre le ruban et réaliser un miroir traversant. Nous avons dégagé un ensemble de paramètres qui permet d'atteindre des réflexions élevées et qui devrait par suite autoriser un réel fonctionnement en cavités couplées.

REFERENCES

- [1]. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic Crystals", Princeton, New-York, 1995.
- [2]. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve and S. Fan, "Photonic Crystals", Solid State Communications, vol. 102, no. 2-3, pp. 165-173, 1997.
- [3]. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, Physical Review Letters, vol. 58(20), pp. 2059-2062, 1987.
- [4]. S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", Physical Review Letters, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [5]. E Yablanovitch, J. Phys. Condens. Matter, vol. 5, no. 16, pp. 2443-2460, 1993.
- [6]. A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, et N. A. Nicorovici, "Photonic engineering : Aphrodite's iridescence", Nature, vol. 409, pp. 36-37, 2001.
- [7]. R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, "The sea mouse and the photonic crystal", Australian Journal. of Chemistry., vol. 54, pp. 241-244, 2001.
- [8]. P.Vukusic, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, R.J. Wootton, «Quantified interference and diffraction in single morpho butterfly scales», Proceedings Biological. Sciences, The Royal Society of London 266, pp. 1403-1411, 1999.
- [9]. C. Kittel, "Solid State Physics", John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [10]. C. Kittel, "Introduction à la Physique de l'Etat Solide", Dunod, Paris, 1958.
- [11]. A. Spisser et al, "Highly selective and widely tunable 1.55µm InP/air micromachined Fabry-Perot filter for optical communications", Photonics Technology Letters, vol. 10 (9), pp. 1259-1261, 1998.
- [12]. Hecht and Zajac, Optics, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1974.
- [13]. T. E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [14]. D. Bernier, « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le de multiplexage en longueur d'onde », Université Paris-Sud XI, Orsay, 2008.
- [15]. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic Crystals- Modeling the flow of light", Second Edition, Princeton, New-York, 2008.
- [16]. 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.
- [17]. Y. Yuan et al., "Edge-emitting lasers with short-period semiconductor/air distributed Bragg reflector mirrors", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9(7): p. 881-883, 1997.
- [18]. E. Höfling et al., "Short-cavity edge-emitting lasers with deeply etched distributed Bragg mirrors", Electronics Letters, vol. 35(2): p. 154-155, 1999.

- [19]. J. Valentin, "Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques," Thèse de doctorat en Nanophysique, Nanocomposants, Nanomesures. Toulouse: Institut National des Sciences Appliquées, pp. 144, 2004.
- [20]. S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "12µm long edge-emitting quantum dot laser," *Electronic Letters*, vol. 37, pp. 690-691, 2001.
- [21]. J. Moosburger et al., "Semiconductor lasers with 2D photonic crystal mirrors based on a wet-oxidized Al₂O₃-mask", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13(5): p. 406-408, 2001.
- [22]. T. D Happ, A. Markard, M. Kamp, J. L. Gentner, and A. Forchel, "InP-based short cavity lasers with 2D photonic crystal mirror", *Electronics Letters*, 37(7): p. 428-429, 2001.
- [23]. T. D Happ, M. Kamp, and A. Forchel, "Integration of 2D photonic crystals with ridge waveguide lasers", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34: p. 91-99, 2002.
- [24]. P. O. Leisher, A. J. Danner, and K. D. Choquette, "Single-mode 1.3 µm photonic crystal vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 2156-2158, 2006.
- [25]. 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.
- [26]. S. Boutami, B. Ben Bakir, P. Regreny, J. L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Compact 1.55 µm room-temperature optically pumped VCSEL using photonic crystal mirror," *Electronic Letters*, vol. 43, pp. 282-283, 2007.
- [27]. T. F. Krauss, R. M. De La Rue and S. Brand, « Two-dimensional photonic band gap structures operating at near infrared wavelengths », *Nature*, vol. 383, pp. 699-702, 1996.
- [28]. 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.
- [29]. B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic doubleheterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [30]. A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump", *Electronic Letters*, vol. 39, pp. 213-215, 2003.
- [31]. 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.
- [32]. 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.
- [33]. 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.
- [34]. 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.

- [35]. A. Larrue, « Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 μm en filière GaAs », Université de Toulouse III, 2009.
- [36]. G.P Agrawal, N.K. Dutta, "Long-wavelength semiconductor lasers", AT&T Bell Laboratories Murray Hill, New Jersey, 1986.
- [37]. H. Kogelnik and C. K. N. Patel, "Mode suppression and single-frequency operation in gaseous optical maser", Proceedings IRE, vol. 60, pp. 2365-2366, 1962.
- [38]. P. W. Smith, "Mode selection in lasers", Proceedings IEEE, vol. 60, pp. 422-440, 1972.
- [39]. A. B. Fowler, "Cooperative effect in GaAs lasers", Journal of Applied Physics, vol. 35, pp. 2275-2276, 1964.
- [40]. R. P Salathe, "Diode lasers coupled to external resonators", Applied Physics Letters, vol. 20, pp. 1-18, 1979.
- [41]. L. A. Coldren, B. I Miller, K. Iga, and J. A. Rentschler, "Monolithic two-section GaInAsP/InP active-optical resonator devices formed by reactive ion etching", Applied Physics Letters, vol. 38, pp. 315-317, 1981.
- [42]. 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," Electronic Letters, vol. 19, pp. 488-490, 1983.
- [43]. K. H. Cameron, P. J. Chidgey, and K. R. Preston, Electronic Letters, vol. 18, p. 650, 1982.
- [44]. H. Cai, B. Liu, X. M. Zhang, A. Q. Liu, J. Tamil, T. Bourouina, and Q. X. Zhang, « A micromachined tunable coupled-cavity laser for wide tuning range and high spectral purity », OPTICS EXPRESS, vol. 16, no. 21, 2008.
- [45]. W. T. Tsang, N. A. Olsson, and N. A. Logan, J. A. Ditznberger, I. P. Kaminow, and J.-S. Ko, "Single-longitudinal mode performance characteristics of cleaved-coupled-cavity lasers," Applied Physics Letters, vol. 43, pp. 1003-1005, 1983.
- [46]. L. A. Coldren, K. J. Ebeling, J. A. Rentschler, C. A. Burrus, and D. P. Wilt, "Continuous operation of monolithic dynamic-single mode coupled-cavity lasers", Applied Physics Letters, vol. 44, pp. 358-370, 1984.
- [47]. L. A. Coldren and T. L. Koch, "Analysis and design of coupled-cavity lasers – Part I : Threshold gain analysis and design guidelines", IEEE Journal Quantum Electronics, vol. QE-20, pp. 659-670, 1984.
- [48]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.
- [49]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, M. Reinhard, 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.
- [50]. T. Bleuel, M. Muller, and A. Forchel, "2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, pp. 553-555, 2001.
- [51]. M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, A. Forchel, R. Werner, M. Fischer, and J. Koeth, "Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm ," Electronics Letters, vol. 42, 2006.

- [52]. T. Lehnhardt, M. Hummer, K. Rossner, M. Muller, S. Hofling, and A. Forchel, "Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting beyond 3 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 183508, 2008.
- [53]. 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 μm ," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 36-38, 2009.
- [54]. J. A. Gupta, P. J. Barrios, J. Lapointe, G. C. Aers, and C. Storey, "Single-mode 2.4 μm InGaAsSb/AlGaAsSb distributed feedback lasers for gas sensing," *Applied Physics Letters*, vol. 95, pp. 041104, 2009.
- [55]. W. T. Tsang, N. A. Olsson, and R. A. Logan, "High speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency exclusion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 42, pp. 650, 1983.
- [56]. L. A Coldren and S. W Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Wiley, New-York, 1995.
- [57]. T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, and A. Forchel, "Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on two-dimensional photonic crystals", *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 4091-4093, 2001.
- [58]. T. D. Happ, M. Kamp, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Semiconductor Science and Technology*, "Two dimensional photonic crystal laser mirrors", vol. 16, pp. 227-232, 2001.
- [59]. M. Muller, H. Scherer, T. Lehnhardt, K. Rossner, M. Hummer, R. Werner, and A. Forchel, "Widely Tunable Coupled Cavity Lasers at 1.9 μm on GaSb," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 592-594, 2007.
- [60]. A. Bauer, M. Muller, T. Lehnhardt, K. Rossner, M. Hummer, H. Hofmann, M. Kamp, S. Hofling, and A. Forchel, "Discretely tunable single-mode lasers on GaSb using two-dimensional photonic crystal intracavity mirrors," *Nanotechnology*, vol. 19, pp. 235202, 2008.
- [61]. M. Muller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel, "Widely tunable photonic crystal coupled cavity lasers on GaSb," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 1100-1102, 2008.
- [62]. M. Muller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel, "Highly integrated coupled cavity photonic crystal laser with on-chip power control on the AlGaIn/AsSb material system," *Nanotechnology*, vol. 19, pp. 265203, 2008.
- [63]. M. Muller, F. Klopff, M. Kamp, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Wide range tunable laterally coupled distributed-feedback lasers based on InGaAs-GaAs quantum dots," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 1246-1248, 2002.
- [64]. M. Muller, T. Lehnhardt, K. Rossner, and A. Forchel, "Tunable lasers on GaSb using the concept of binary superimposed gratings," *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 081117, 2008.
- [65]. J. Angellier, "Elaboration et analyse de diodes lasers émettant entre 2.3 μm et 3.1 μm », Thèse, Université Montpellier II, 2006.
- [66]. K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 14: p. 302- 307, 1966.

CHAPITRE 3 :

DEVELOPPEMENT D'UN PROCEDE DE FABRICATION DE CAVITES COUPLEES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES

I. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons le procédé de fabrication mis en place pour la réalisation des diodes laser à cavités couplées par des cristaux photoniques. La fabrication de tels lasers nécessite en effet le développement d'un procédé technologique complexe qui intègre une étape de gravure de motifs à l'échelle submicronique à fort rapport d'aspect pour la réalisation des cristaux photoniques.

La première partie de cette étude est consacrée à la mise en œuvre de l'étape de gravure profonde dans la filière à base d'antimoniures. Les dimensions submicroniques mises en jeu imposent de fortes contraintes avec notamment l'utilisation de la lithographie électronique associée à la gravure sèche. Nous détaillons leurs conditions de mises en œuvre et nous proposons une approche originale inspirée du savoir-faire de la gravure profonde du silicium, afin de repousser les limitations et atteindre les profondeurs visées.

Dans la seconde partie, nous présentons le développement du procédé technologique complet. Nous explicitons l'enchaînement proposé et le jeu de masque associé. Nous détaillons les différentes étapes de fabrication en nous focalisant plus particulièrement sur les points spécifiques et critiques du procédé.

II. DEVELOPPEMENT D'UN PROCEDE DE GRAVURE A FORT RAPPORT D'ASPECT POUR LA REALISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES DANS LA FILIERE ALGAASSB/GASB

II.1. CONTEXTE DE LA GRAVURE PROFONDE

Les structures laser émettant dans le moyen infrarouge que concernent nos travaux, sont constituées par un empilement de couches de l'ordre de $3.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les couches présentant un faible contraste d'indice, le mode optique guidé qui est centré sur les puits quantiques s'étale quasiment sur l'ensemble de l'empilement. Il a été montré que le mode ne doit pas voir le fond des trous pour limiter les pertes optiques [1]. Par

conséquent, la gravure doit atteindre des profondeurs dans la gamme des 3 μm pour des trous de quelques centaines de nanomètres de diamètre. Cet objectif constitue un réel défi technologique. Aussi, pour minimiser les difficultés technologiques de réalisation des cristaux photoniques, nous avons choisi de les réaliser à partir du bas des rubans. Ce choix permet de s'affranchir de la gravure de toute la partie supérieure de la structure et de réduire ainsi les profondeurs à atteindre à des valeurs d'environ 2 μm . Cependant, il faut souligner que les trous doivent également présenter un profil le plus cylindrique possible sur toute leur profondeur avec une très faible rugosité des flancs pour minimiser les pertes optiques dues aux diffusions sur les défauts des trous.

Dans cette partie, nous rappelons tout d'abord des généralités et l'état de l'art de la gravure profonde de cristaux photoniques 2D dans les filières GaAs, InP ainsi que celui très restreint de la filière GaSb. Puis nous décrivons la mise en œuvre de la gravure profonde à partir de la lithographie électronique et du développement d'un masquage spécifique. Ensuite, nous présentons le développement d'un procédé de gravure à fort rapport d'aspect dans la filière AlGaAsSb/GaSb. Nous proposons un procédé original basé sur l'adaptation d'une technique couramment utilisée pour la gravure profonde du silicium dans les technologies MEMS.

II.2. GRAVURE SECHE DANS LES III-V

II.2.1. INTRODUCTION

La réalisation de composants semiconducteurs avancés dépend fortement de la capacité à réaliser des composants de manière reproductible avec des surfaces lisses, des profils anisotropes, des vitesses de gravure souvent supérieures à 1 $\mu\text{m}/\text{min}$ ainsi que des chimies induisant le moins de défauts possibles. Pour répondre à ces exigences, la gravure sèche s'est imposée face à la gravure chimique en raison de la forte anisotropie des attaques plasmas. Il existe deux grands systèmes de gravure plasma: la gravure ionique réactive (RIE) et la gravure par faisceau d'ions.

Parmi les différents systèmes RIE, les gravures à haute densité de plasma sont devenues les techniques de choix pour leur grande vitesse de gravure et des faibles dommages sur l'échantillon. Des plasmas à source ICP (*Inductively Coupled Plasma*) et ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) génèrent des densités d'ions trois à quatre fois supérieures aux systèmes RIE et permettent le découplage des densités et énergies d'ions. Schématiquement, ce type de gravure est une attaque physico-chimique du matériau à graver avec des radicaux, assistée par les ions issus du plasma. Les radicaux sont des composés très réactifs, qui donnent la composante chimique spontanée de la gravure (gravure isotrope). Les ions, quant à eux, sont issus de l'ionisation des molécules de gaz par les électrons. Ils fournissent donc la composition physique de la gravure (gravure

anisotrope). Les sources ICP sont les plus utilisées et souvent préférées aux sources ECR car moins complexes d'utilisation.

La gravure par faisceau d'ions, qui est moins répandue, consiste à pulvériser la surface par un bombardement d'ions. Plusieurs variantes ont été développées. L'association d'une composante chimique aux ions par l'ajout de gaz réactifs tels que le chlore, appelée technique RIBE (*Reactive Ion Beam Etching*) a montré son efficacité pour la gravure du GaAs et de ses composés ainsi que du GaSb [2]. Un plus grand contrôle de la gravure peut être obtenu par l'introduction d'un gaz réactif au niveau même de l'échantillon. Cette technique dite CAIBE (*Chemically Assisted Ion Beam Etching*) est utilisée notamment pour la gravure des cristaux photoniques.

Au niveau des plasmas, plusieurs types de chimie sont utilisés. Pour graver les composés III-V contenant du gallium (Ga), la préférence est accordée aux plasmas basés sur le chlore en raison des grandes volatilités des composés chlorés associés au Ga et composés du groupe V. Les gaz les plus utilisés sont le chlore (Cl_2), le trichlorure de bore (BCl_3), et le tétrachlorure de silicium (SiCl_4). Pour les gravures sur InP, des plasmas à base de CH_4/H_2 ont été préférés au départ car ces plasmas engendraient la formation d'un composé en InCH_x , plus volatile que l' InCl_x formé sous plasma chloré. La volatilité du composé InCl_x ne s'accroît qu'à une température supérieure à 150°C . Néanmoins, des études ont montré une vitesse de gravure élevée de l'InP gravé en ECR sous plasma Cl_2/Ar à 25°C [3] et des plasmas de CH_4/H_2 ont permis d'obtenir des gravures non seulement dans la filière InAs, InP, mais également dans les systèmes GaAs et même GaSb avec des vitesses de gravure faibles et bien contrôlées [4].

D'autres gaz peuvent être également associés pour réaliser par exemple, une gravure sélective du GaAs/AlGaAs [3], ou augmenter la vitesse de gravure [5][2][6], ou encore pour passiver les flancs [3][7]. Les mécanismes de passivation conduisent à la formation d'une couche inerte aux éléments réactifs du plasma sur les parois des motifs qui limite la gravure latérale et permet ainsi une gravure plus anisotropique. L'interprétation exacte des phénomènes mis en jeu prête encore à discussion. Cependant, il est clair que l'ajout d'azote ou d'oxygène contribue fortement à l'obtention de motifs submicroniques à fort rapport d'aspect dans la filière InP comme nous le détaillerons dans le paragraphe suivant et ultérieurement.

Parallèlement, pour les structures de type miroirs de Bragg qui sont constitués par des réseaux de lignes de dimensions submicroniques (soit autrement dit des cristaux photoniques unidimensionnels), les meilleurs résultats ont été obtenus par gravure ionique réactive (RIE) avec un plasma à base de SiCl_4 [8] et également par ECR sous Cl_2/Ar [9]. Des gravures à fort rapport d'aspect ont été rapportées avec des fentes de 150 nm gravées à $4.5 \mu\text{m}$ de profondeur. Enfin, au LAAS, des études antérieures ont été menées pour la fabrication de miroirs de Bragg où des tranchées de 130 nm de largeur ont

été gravées à une profondeur de 930 nm [10]. Ces travaux ont d'ailleurs constitué une base d'étude pour le développement de la gravure profonde des cristaux photoniques.

II.2.2. ETAT DE L'ART DE LA GRAVURE DES CRISTAUX PHOTONIQUES 2D SUR INP & GAAS

La gravure de motifs nanométriques tels que les cristaux photoniques s'est révélée être un réel verrou technologique et a fait l'objet de nombreuses études dans la littérature, particulièrement dans la filière InP. A contrario, peu de travaux concernent la filière GaAs et encore moins celle du GaSb. Toutefois, les résultats obtenus dans la filière InP ou même GaAs vont constituer une base d'étude pour la filière des antimoniures qui nous concerne.

Au début des années 2000, dans le cadre du projet IST PCIC, différentes études ont concerné la gravure profonde dans la filière InP. Des miroirs à cristal photonique bidimensionnel de 3.2 μm de profondeur avec un rapport d'aspect de 16 :1 ont été obtenus par la technique ECR-RIE [11], des profondeurs de 2.3 μm ont été atteintes pour des trous de 300 nm de diamètre à partir de la technique CAIBE [12]. En 2004, Pommereau et al [13], du laboratoire III-V lab, ont obtenu des profondeurs de l'ordre de 3.8 μm pour des trous de 320 nm de diamètre et ce par gravure sèche ICP-RIE. Des recherches plus récentes (2007), de l'Université de Zurich [14], ont abouti à la gravure avec des rapports d'aspect de l'ordre de 16 :1 puisque des trous de 180 nm de diamètre ont été gravés à une profondeur de 2.9 μm . Cette gravure, réalisée en ICP-RIE, a été mise en place en utilisant la combinaison de trois gaz réactifs $\text{Cl}_2/\text{Ar}/\text{N}_2$. Au cours de cette étude, il a été mis en évidence, qu'une bonne balance devait être trouvée entre le chlore et l'azote afin d'obtenir une surface lisse et des flancs de gravure verticaux. En effet, l'étude a montré que l'augmentation de la quantité de N_2 dans le plasma conduisait à une passivation des flancs en formant des liaisons N-P et empêchant la formation des liaisons $\text{Cl}_2\text{-In}$ [15]. Toutefois, en trop grande proportion, l'azote augmentait la rugosité des flancs et influait sur la forme des cristaux photoniques. D'autres équipes de recherche ont continué dans cette même voie et ont réalisé des gravures ICP avec divers plasmas comme Cl_2/H_2 [7], $\text{Cl}_2/\text{BCl}_3/\text{N}_2$ [16], Cl_2/O_2 et Cl_2/N_2 [17]. Cette dernière chimie de plasma a permis au laboratoire COBRA d'Eindhoven de graver des cristaux photoniques de 240 nm de diamètre à une profondeur de 3 μm . Toutes ces études ont mis en évidence la nécessité de passiver les flancs afin d'empêcher la gravure latérale des motifs et favoriser ainsi une gravure anisotrope. Les études concernant la manière dont les flancs de gravure peuvent être passivés et les conclusions apportées par les diverses expériences seront traitées plus loin dans le chapitre.

Côté GaAs, peu de travaux existent concernant la gravure de cristaux photoniques. Toutefois, quelques études ont été menées comme par exemple le travail de thèse de B. Lombardet [18] à l'Université de Lausanne au cours duquel des profondeurs de 1.2 μm ont été atteintes pour des trous de 120 nm de diamètre et ce avec un procédé de gravure RIE. La technique de gravure CAIBE a également permis d'effectuer des gravures à forts rapports d'aspect puisque l'on atteint des rapports de 10 :1 [19] voire de 14 :1 [20]. Plus récemment, des gravures RIE basées sur des chimies de plasma en Cl_2/N_2 [21] ont également montré leur intérêt pour la réalisation de telles structures.

Au sein du LAAS, quasiment en parallèle de nos travaux, une étude très complète a été menée lors de la thèse d'Alexandre Larrue dans la filière GaAs [29]. Elle a conduit au développement d'un procédé original qui a permis d'atteindre des rapports d'aspect supérieurs à 10 pour des diamètres de 165 nm. Cette étude a permis de dégager les principaux mécanismes de gravure et s'est avérée présenter une très grande similitude avec nos travaux dans la filière GaSb comme nous le montrerons par la suite.

II.2.3. ETAT DE L'ART DE LA GRAVURE PROFONDE DANS LA FILIERE GASB

Touchant aux composés antimoniures, peu d'écrits traitent de manière explicite d'un procédé de gravure profonde dans un tel système. Toutefois, des études plus générales sur leur gravure sèche ont été faites, celles-ci souvent accompagnant certains articles relatifs à la gravure sur GaAs. Comme nous l'avons déjà mentionné, des gaz communs sont utilisés pour la gravure de ces deux composés. Cette chimie commune s'appuie sur l'utilisation des gaz à base de chlore. Des gravures RIE sous plasma BCl_3/Ar [23] ou même Cl_2/Ar [24] ont été étudiées. De plus, si l'on se réfère aux études consacrées à la réalisation de cavités couplées par des cristaux photoniques dans le système qui nous intéresse, les procédés technologiques ne sont pas véritablement clairs. Nous pouvons tout de même mentionner que des trous de profondeur approchant les 2 μm , ont été obtenus à partir de gravures RIE de type ECR avec un plasma Cl_2/Ar [25].

II.3. MISE EN ŒUVRE DU MASQUE DE GRAVURE

Après avoir présenté les principes et l'état de l'art de la gravure dans les matériaux III-V, nous décrivons les moyens utilisés et la procédure mise en place pour fabriquer le masque qui servira lors de la gravure des cristaux photoniques.

II.3.1. LITHOGRAPHIE ELECTRONIQUE

La lithographie électronique est une technique d'impression ou d'écriture de motifs nanométriques dans de la résine électrosensible. Cette technique utilise un faisceau d'électrons et a pour avantage, par rapport à la lithographie optique, de repousser les limites de diffraction de la lumière et d'avoir une résolution pouvant aller jusqu'au nanomètre. Le faisceau d'électrons est accéléré par une haute tension puis focalisé sur l'échantillon. Plusieurs paramètres rentrent en jeu comme la tension d'accélération des électrons, le diaphragme, la taille du champ, la dose qui correspond à la quantité d'électrons par unité de surface envoyés sur la résine.

La lithographie utilise des résines sensibles à l'irradiation des électrons accélérés. Une fois exposées au faisceau d'électrons, des chaînes de polymères (résine) se brisent et deviennent solubles dans des solutions chimiques particulières (révélateurs).

Les motifs désirés sont alors écrits dans la résine électrosensible à l'aide du faisceau d'électrons. Après exposition, le polymère dégradé est dissout dans une solution adéquate et le motif exposé est révélé. Nous dessinons au préalable les motifs que l'on désire reproduire sur notre échantillon dans des fichiers normalisés de type GDSII.

Le LAAS dispose d'un masqueur de type RAITH 150. Des motifs avec une résolution de 20 nm peuvent être réalisés par cet équipement. La tension maximale permise est de 30 kV. Pour l'écriture des miroirs à cristaux photoniques, nous avons choisi une tension d'accélération de 20 kV, un diaphragme de 20 μm et des champs de 100 μm afin de faire un compromis entre la vitesse d'écriture et la résolution.

Pour définir la dose optimale d'écriture des CPs, nous avons effectué des tests de calibration sur un échantillon test. Pour cela nous avons codé des réseaux de trous dont le diamètre et le pas sont constants. Respectivement, ces paramètres sont fixés à 350 nm et 600 nm. Au cours de ces tests, nous avons fait varier, hormis la dose, le nombre de rangées des trous en travaillant avec des rangées de 5, 11 et 21.

Pour la réalisation de trous de diamètre donné, nous devons évaluer le meilleur couple : dimensions du trou codé – dose. Autrement dit, les motifs codés sur le masque (fichier GDSII) doivent se reproduire sur l'échantillon avec les mêmes dimensions, c'est-à-dire que le diamètre des trous soit le plus proche possible de celui dessiné sur le masque.

Cependant, compte tenu de l'utilisation de plasmas chlorés et du fait que ceux-ci sont des procédés hautement corrosifs, la résine électrosensible n'est pas assez résistante [26] pour des gravures de profondeurs importantes d'environ 2 μm , aussi elle ne peut être utilisée seule comme masque. Par conséquent, la solution d'utiliser un masque intermédiaire est largement répandue. Des couches de diélectriques telles que SiNx ou SiO₂ déposées par PECVD sont souvent employées comme masque dur pour des plasmas

à haute densité telle que la gravure ICP [13][17][27] et même pour des gravures RIE avec des sources à ECR [11] ou une gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement (CAIBE) [12][19][20].

Au LAAS, nous avons choisi d'introduire un masque intermédiaire de silice de 200 nm d'épaisseur pour répondre à nos exigences en termes de profondeurs. Aussi, sur un substrat massif de GaSb, nous déposons la silice par PECVD. Les conditions de dépôt ont été choisies de façon à avoir une vitesse de dépôt lente pour mieux contrôler l'épaisseur du dépôt et obtenir un procédé reproductible. Pour cela, nous avons retenu comme paramètres une température de 300°C et un faible débit de silane. La durée de dépôt a été ajustée à 4 minutes et 35 secondes pour obtenir l'épaisseur désirée.

Sur la couche de silice, nous déposons à la tournette une couche homogène de résine électrosensible. Dans notre cas, il s'agit du PMMA (PolyMéthylMéthAcrylate) qui est une résine positive. Celle-ci est diluée au laboratoire dans de l'Anisole, un solvant appelé méthoxybenzène qui a comme propriété de s'évaporer lentement, aussi cette dilution nous permettra de mieux recouvrir nos échantillons déjà structurés. Selon les conditions de dépôt et les concentrations de dilution, nous obtenons des épaisseurs différentes de PMMA. Pour une concentration de 70 g/l, une vitesse d'enduction de 3000 tr/min et une accélération de 5000 tr/min, 420 nm de PMMA/Anisole sont déposés sur l'échantillon. Après l'insolation des motifs désirés, ces derniers sont révélés dans une solution de MIBK-IPA (Méthyl isobutyl cétone -isopropanol) (1:3).

Nous répétons les motifs tests de notre étude en faisant varier la dose de 352.5 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ à 150 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Ainsi, pour chaque motif nous avons pu déterminer, après révélation et observations MEB, la dose optimale qui nous permet d'obtenir un procédé reproductible et précis. Cela nous a permis de mettre en évidence, comme l'illustre la Figure 3.1, que pour un nombre élevé de rangées (par exemple 21) l'effet de la dose est beaucoup plus significatif. En effet, si l'on considère l'observation MEB faite pour les 21 rangées, il apparaît qu'à une dose de 352.5 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ les motifs ont l'air « dilaté », notamment au centre du motif. Il s'agit là d'une « surdose » des motifs, la résine est dans ce cas précis « surexposée » au faisceau d'électrons entraînant l'augmentation du diamètre des trous ainsi que l'apparition d'un effet de proximité. Ce dernier effet est moins visible pour un nombre de rangées plus petit, mais l'augmentation du diamètre est bien présente si l'on regarde de plus près les motifs à 5 et 11 rangées. A l'inverse, pour une dose inférieure à 200 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, les motifs sont « sous-dosés ». La résine a été « sous-exposée » au faisceau d'électrons ce qui donne à la révélation un effet de trous « bouchés ». Ces observations nous permettent de fixer la dose à 240 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, les motifs sont reproduits sur notre échantillon avec des tailles de trous semblables à celles qui ont été codées.

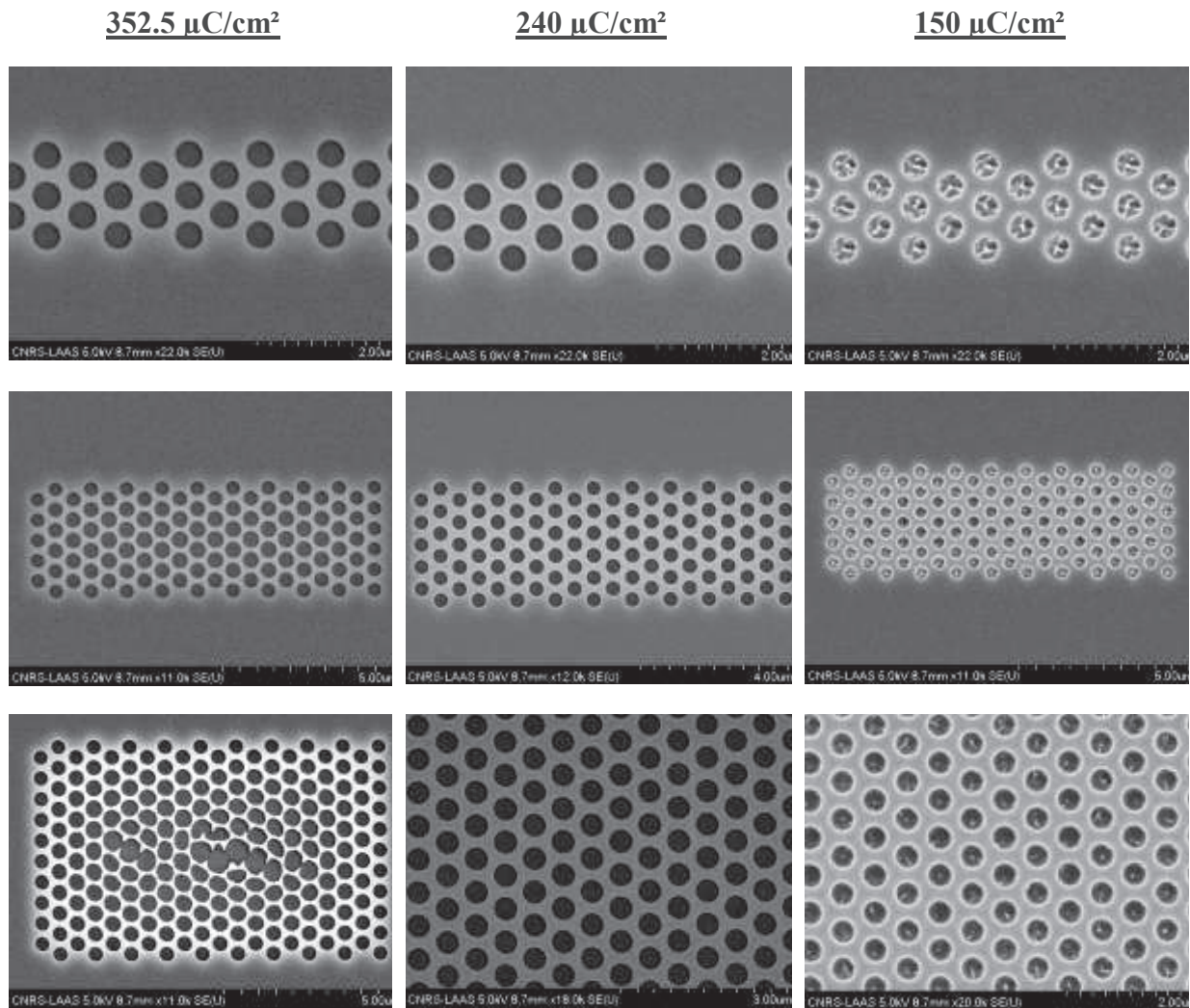


Figure 3.1 : Influence de la dose sur le diamètre des trous à 5, 11 et 21 rangées (du haut vers le bas).

II.3.2. PROCÉDE DE GRAVURE DE MOTIFS NANOMETRIQUES DANS LA SILICE

II.3.2.1. PRINCIPE GENERAL DE LA GRAVURE DE LA SILICE

L'étape précédente nous a permis d'inscrire les motifs dans la résine électrosensible. Il s'agit maintenant de graver nos motifs dans la couche supérieure de SiO_2 pour ensuite les transférer dans les couches semiconductrices constituant notre laser. Ainsi, le déroulement de cette étape garantit de manière plus ou moins directe la qualité de la gravure profonde de nos miroirs.

Dans la littérature, la gravure de la silice a été largement étudiée, notamment pour la réalisation de l'oxyde de grille dans les transistors CMOS servant à isoler électriquement les différents composants. Les premiers procédés de gravure répertoriés consistaient à attaquer la couche de silice par gravure humide, cette dernière bien que présentant de

nombreux avantages comme la sélectivité et la vitesse de gravure, demeure isotrope et favorise une gravure sous le masque [28]. Comme pour les matériaux III-V, la gravure par plasma s'est imposée. Différentes chimies de gravure plasma ont été utilisées. Au début, la gravure était effectuée au moyen de gaz halogènes qui avaient comme particularité de graver le silicium présent dans le SiO_2 en formant des produits volatils tels que SiCl_x ou SiF_x . Plus tard, les plasmas à base de fluor ont été utilisés, ils gravaient d'une façon assez rapide l'oxyde, des gaz tels que SF_6 ou NF_3 ont alors été choisis. Cependant, il a été montré, dans le cas du silicium, que la sélectivité Si/SiO_2 n'était pas suffisante [29][30]. C'est ainsi que des plasmas fluorocarbonés du type C_xF_y ont été préférentiellement utilisés. En effet, de manière à pallier à la mauvaise sélectivité, la première solution a été de réduire la présence du fluor atomique dans le plasma par l'emploi de chimie fluorocarbonée pauvre en fluor. Cette idée a été concrétisée par l'ajout d'hydrogène à la chimie CF_4 qui a permis à la fois de diminuer la présence de fluor par recombinaison et de former un film fluorocarboné épais à la surface du silicium permettant ainsi une réduction de sa vitesse de gravure et de ce fait, une augmentation de la sélectivité [31][32]. Ainsi, des chimies pauvres en fluor avec l'utilisation de gaz tels que CHF_3 et CF_4/H_2 ou C_4F_8 ont vu le jour et ont permis la réalisation de gravures anisotropes avec une bonne sélectivité. Les espèces réactives du type (F, CF_x), créées par de tels plasmas, réagissent avec la silice pour former des composés volatils. Il est à noter que la gravure du SiO_2 est dépendante du bombardement ionique [33]. De plus, il a été démontré que le CHF_3 donnait de meilleurs résultats en terme de sélectivité pour la gravure du SiO_2 avec un masque de PMMA [34][35]. Aussi pour notre étude, nous retenons ce dernier type de chimie à base de CHF_3 .

II.3.2.2. MISE EN ŒUVRE D'UN PROCÉDE DE GRAVURE DE LA SILICE

Dans le cadre de notre travail de recherche, nous nous sommes basés sur un procédé de gravure développé précédemment au LAAS pour la réalisation de filtres à réseaux résonnants [36].

Ce procédé repose sur la chimie à base de CHF_3 , la Figure 3.2 illustre les réactions qui ont lieu lors d'une telle gravure. Comme on peut le voir lors de l'attaque du film de SiO_2 par le CHF_3 , il se forme une couche de CF_x et des produits de réaction tels que le SiF_4 , CO_2 qui se volatilisent et sont extraits de la chambre par le pompage.

L'équipement dont nous disposons est un bâti ICP-RIE OMEGA 201 d'Aviza Technology équipé des gaz Cl_2 , N_2 , C_4F_8 , CHF_3 , CF_4 , Ar, SF_6 , O_2 . Le Tableau 3.1 regroupe les conditions du plasma utilisé.

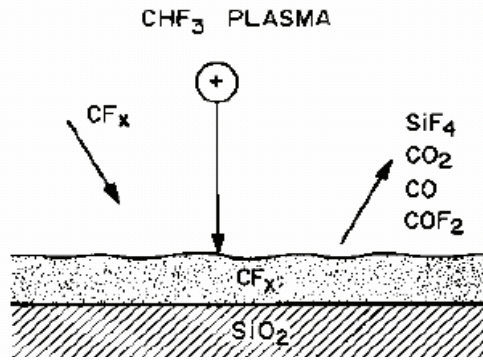


Figure 3.2 : Réactions mises en jeu lors de la gravure de la silice par plasma à base de CHF_3 .

Gaz	Flux (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance source (W)	Température (°C)
CHF_3	50	5	50	500	18

Tableau 3.1 : Paramètres du procédé de gravure de silice.

Dans le but de garantir la reproductibilité du procédé, un nettoyage de la chambre de gravure est systématiquement réalisé avant chaque gravure. Ce nettoyage permet d'ôter les polymères qui ont pu se déposer sur les parois de l'enceinte au cours de gravures antérieures et qui pourraient réagir avec le plasma de notre procédé, modifiant ainsi le résultat prévu. Un plasma O_2 d'une durée de 3 minutes est donc effectué préalablement à toute gravure [36].

Le bâti de gravure utilisé étant entièrement automatisé pour des substrats standards de la microélectronique de 6 pouces, nous collons avec de l'huile de pompe à diffusion Fomblin (polyéther perfluoré) notre échantillon à graver sur un substrat de silicium de 6 pouces. Cette huile permet d'assurer un bon transfert thermique entre le suscepteur et l'échantillon à graver.

Le procédé a été reproduit sur plusieurs échantillons pour différents temps de gravure de manière à déterminer précisément la vitesse de gravure et définir la durée optimale pour graver une épaisseur de 200 nm de silice. Pour cela et afin d'estimer la qualité de la gravure, après insolation électronique et gravure, les échantillons sont clivés à travers les motifs et observés en coupe au MEB.

Dans le graphe ci-dessous (Figure 3.3) sont reportés les différents essais effectués, nous avons tracé l'épaisseur de silice gravée en fonction du temps de gravure. Comme nous pouvons le constater, nous obtenons une courbe relativement linéaire, l'épaisseur de

la silice gravée augmente avec le temps de gravure. Pour une épaisseur de 200 nm de silice, un temps de gravure fixé aux alentours de 70 secondes est nécessaire. Les images MEB (Figure 3.4), présentent le profil de gravure de la silice avec le procédé de gravure optimisé. Les flancs ne sont pas parfaitement verticaux, en effet le diamètre du cristal photonique est de 473 nm en surface et se réduit jusqu'à 397 nm vers le bas soit une réduction de 16%. Nous mesurons un angle d'environ 9° entre les flancs et la verticale, dont il nous faut tenir compte lors de l'étalonnage du procédé complet.

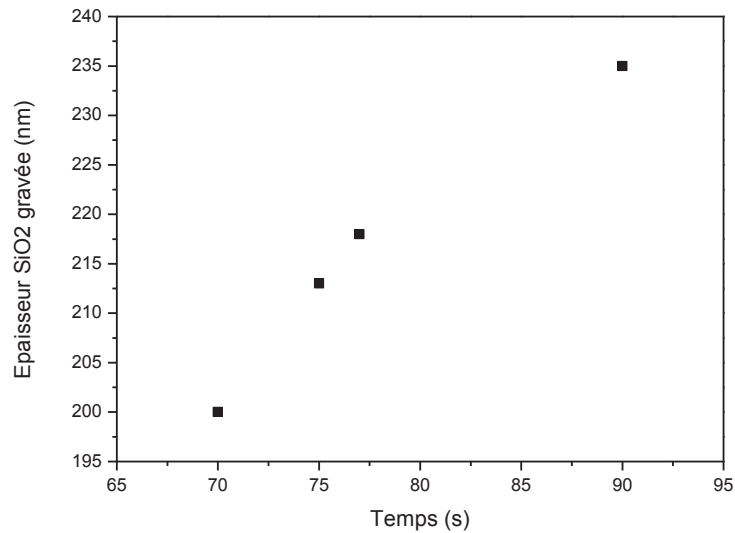


Figure 3.3 : Evolution de l'épaisseur de silice gravée en fonction du temps de gravure.

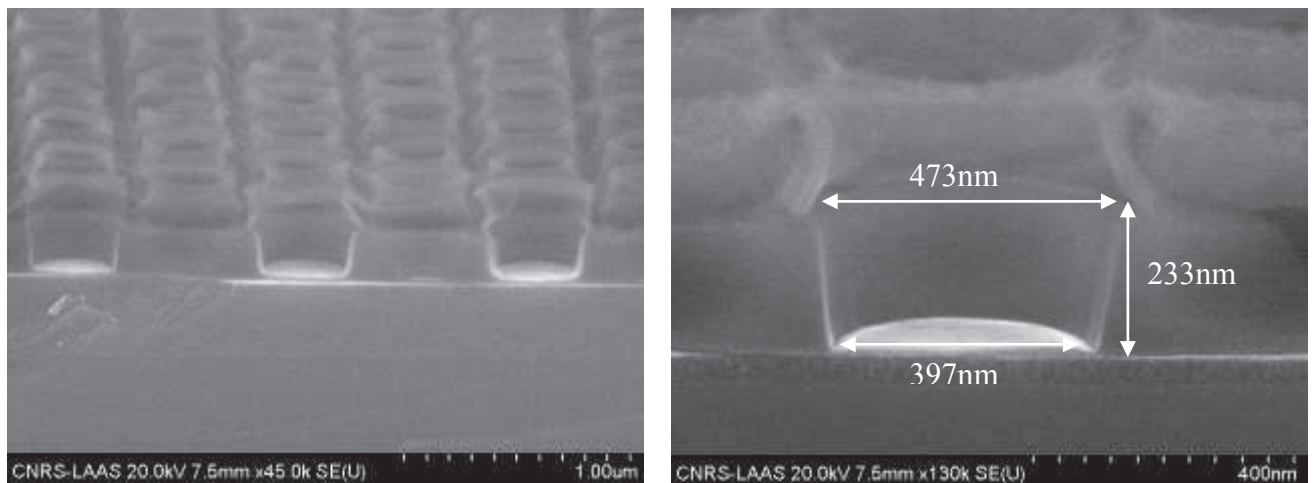


Figure 3.4 : Profils de gravure de la silice.

Après gravure, il est parfois observé un dépôt sur la surface de l'échantillon [37] comme illustré sur la Figure 3.5.

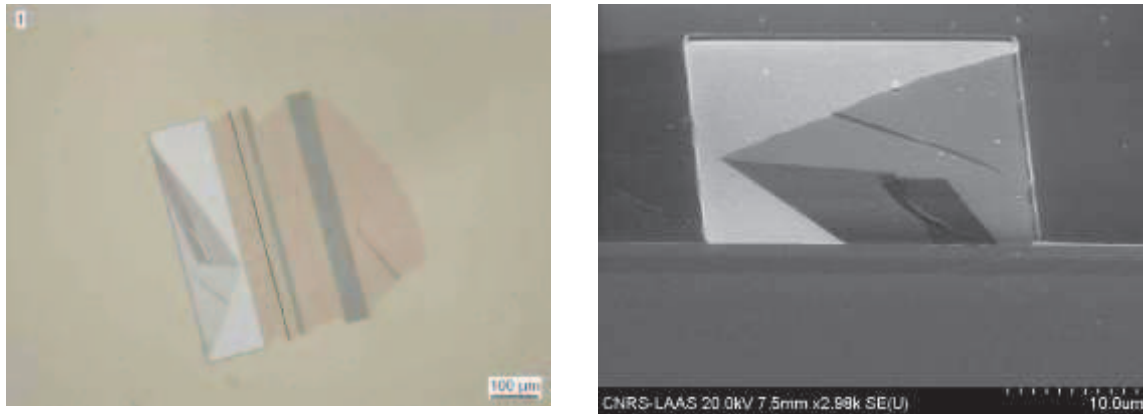


Figure 3.5 : Images au microscope optique (image de gauche) et au MEB (image de droite) de la surface de l'échantillon après gravure de la silice.

Nous avons alors analysé la surface par EDX (Energy dispersive x-ray) afin de connaître la composition de ce dépôt. La Figure 3.6 présente les spectres obtenus sur le dépôt observé et en dehors du dépôt.

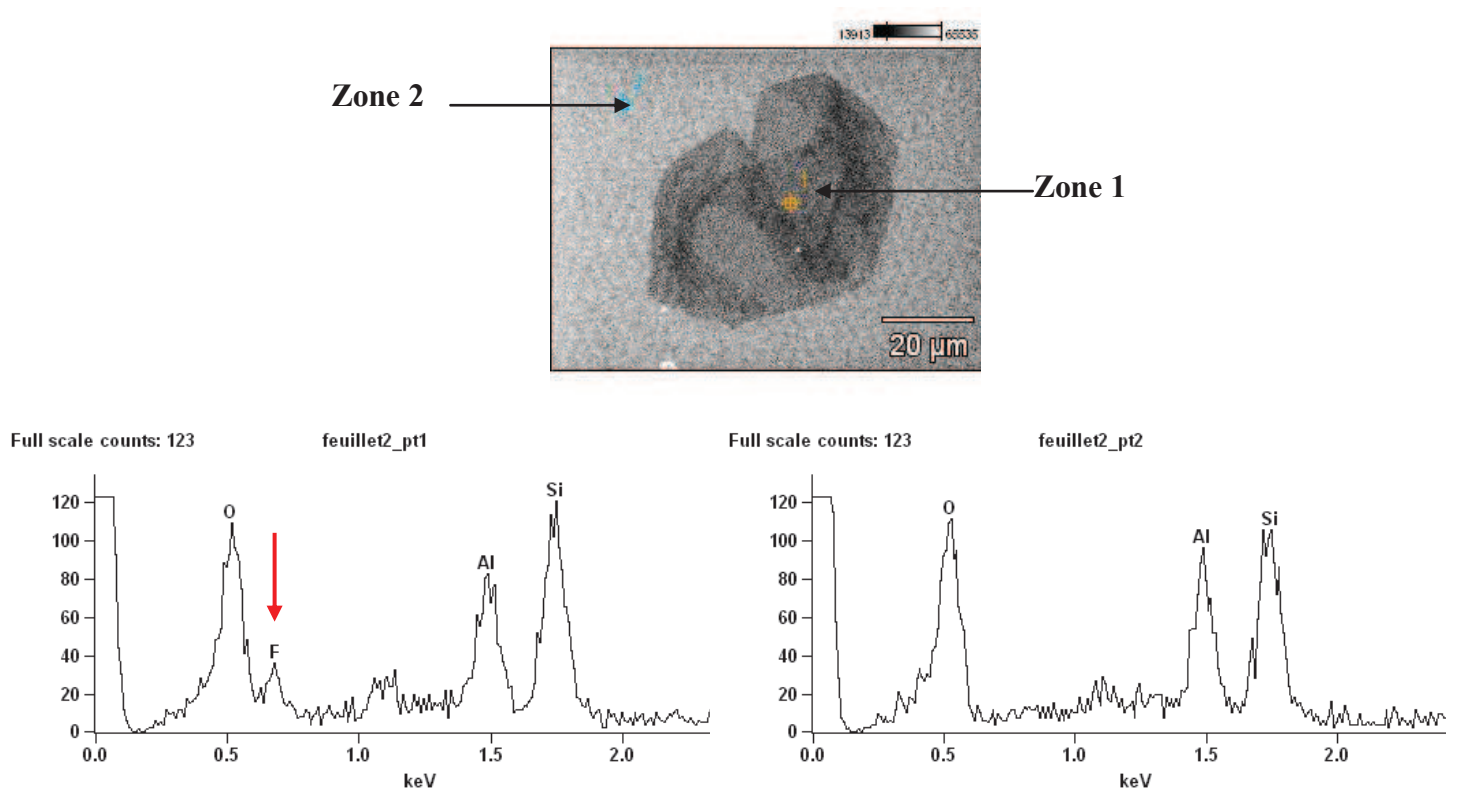


Figure 3.6 : Analyses EDX du redépôt observé sur nos échantillons après gravure
 En haut : vue du défaut avec le repérage des zones d'analyse.
 En bas à gauche, spectre dans le défaut et à droite, en dehors du défaut.

Nous retrouvons dans les deux spectres, les pics d'oxygène qui proviennent de la silice, de l'aluminium présent dans nos couches et du silicium provenant du silicium présent dans la silice. La composition des deux surfaces est quasi-identique avec la présence des composés énoncés précédemment à l'exception de la présence du fluor au niveau de l'analyse réalisée au point 1, c'est-à-dire à l'endroit où le dépôt est présent. Le fluor est donc un des composants du redépôt.

Lors de la gravure, un film de passivation en CF_x se forme sur la couche de silice comme nous l'avons mentionné plus haut. Le pic de fluor observé à la surface de l'échantillon proviendrait vraisemblablement de cette couche de passivation. La couche présente sur notre motif serait à priori du téflon. Nous décidons d'effectuer un plasma O_2 d'une minute juste après la gravure, (l'échantillon étant toujours dans la chambre) avec un flux d'oxygène de 40 sccm, des puissances de polarisation et source fixées respectivement à 40 et 400 W. L'intérêt d'un tel plasma d'oxygène réside non seulement dans la libération du fluor mais aussi dans la suppression de polymères, ainsi il va nous permettre aussi de nous affranchir de l'étape de retrait de la résine résiduelle.

Ce procédé de gravure de la silice comportant un plasma de CHF_3 enchaîné avec un plasma d'oxygène a été testé et a montré l'absence de dépôt. L'oxygène a donc permis la suppression du dépôt. Ainsi, ce procédé sera appliqué systématiquement pour toutes les gravures sèches de silice.

II.4. GRAVURE PROFONDE DU GASB

Dans cette partie, nous abordons la gravure proprement dite des miroirs. A ce jour, cette étape représente un réel verrou technologique et a fait l'objet de peu de développement dans la filière GaSb et particulièrement dans des systèmes à fort taux d'aluminium.

Un long travail d'optimisation a donc été consacré à cette étape afin de comprendre les divers mécanismes mis en jeu et de les adapter à nos types de structures.

Pour initier l'étude, nous nous sommes basés sur les résultats déjà obtenus et quasi-optimisés au sein du LAAS dans la filière GaAs [29][38][39]. Il s'est agi d'effectuer leur transfert dans un premier temps sur substrat massif de GaSb. Nous présentons ensuite les résultats d'études sur l'effet de l'introduction d'oxygène et d'azote dans le plasma sur la qualité des flancs de gravure. Et enfin nous développons un procédé multi-étapes original qui s'inspire de la gravure profonde du silicium.

Nous présentons tout d'abord l'approche qui a été adoptée.

II.4.1. MISE EN ŒUVRE

Au LAAS, nous disposons d'un deuxième bâti AVIZA OMEGA 201, entièrement dédié à la gravure chlorée des échantillons dans la filière GaAs. C'est ce bâti que nous utiliserons pour la gravure de nos échantillons à base d'antimoniures. Il possède différentes lignes de gaz : Cl_2 , Ar, N_2 , SF_6 , O_2 , qui peuvent être combinés pour le développement de procédé de gravure particulier. Il est équipé d'un système d'interférométrie laser qui permet de contrôler en temps réel l'évolution de la gravure et de l'arrêter en temps voulu. Cependant, son utilisation est limitée à des motifs de plusieurs dizaines de microns carrés de surface pour garantir un niveau de signal d'interférométrie significatif.

Le bâti n'acceptant que des substrats de 6 pouces, comme précédemment, nous collons notre échantillon à graver sur un substrat de silicium de 6 pouces sur lequel un substrat de GaAs de 3 pouces a été préalablement collé pour assurer une vitesse de gravure moyenne constante quelle que soit la taille de l'échantillon à graver. En effet, il a été montré dans [14] que la vitesse de gravure variait en fonction de la surface à attaquer. Dans notre cas, compte tenu de la surface à graver qui est très faible, il aurait été plus judicieux de ne pas utiliser un substrat intermédiaire de GaAs et d'étalonner en conséquence les procédés de gravure.

Pour mener l'étude de la gravure profonde du GaSb, nous avons défini un ensemble de motifs tests de tailles micrométriques et submicroniques, ces derniers sont présentés ci-dessous (Figure 3.7). Dans la suite nous utiliserons les dimensions nominales pour désigner les différents motifs.

Comme nous pouvons le constater, nous avons joint à cette étude des motifs tranchées et des cristaux photoniques afin de bien analyser l'influence des paramètres de gravure sur nos motifs. Aussi, les motifs à cristaux photoniques sont répétés deux fois, une manière de s'assurer de se trouver au centre d'un trou lors du clivage.

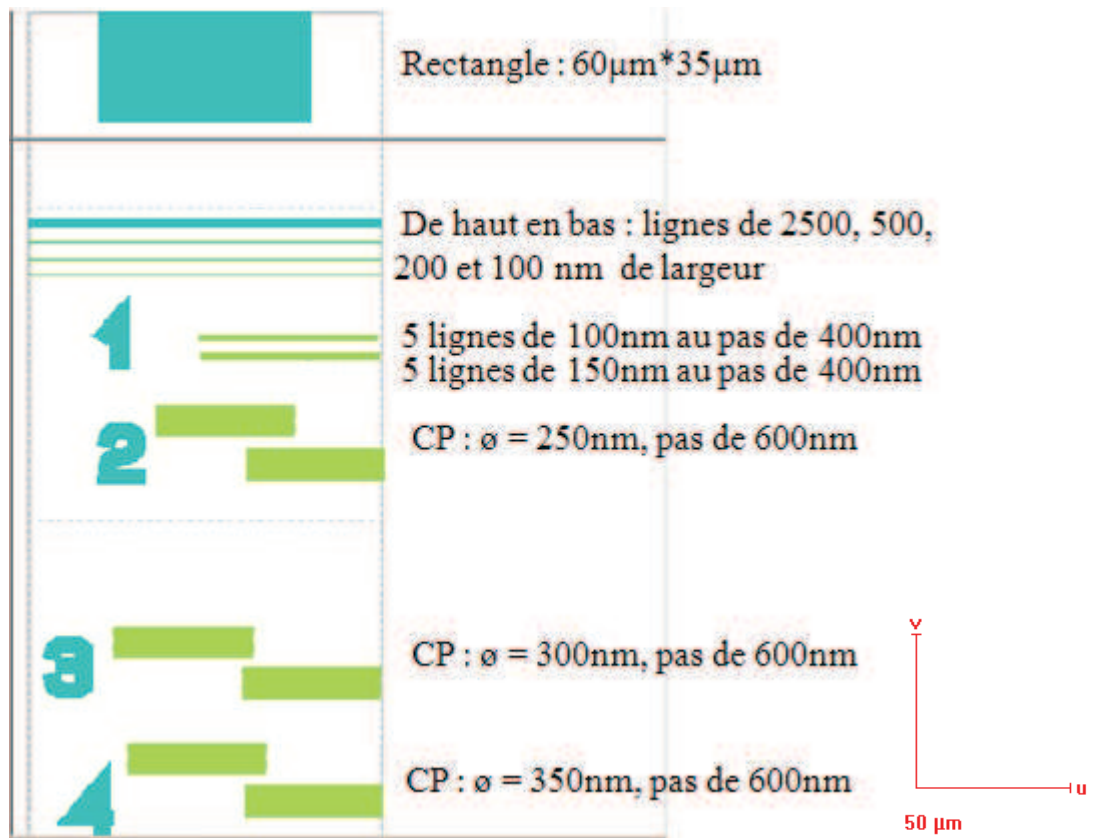


Figure 3.7 : Ensemble des motifs tests.

Pour la mise en œuvre de la gravure, nous avons adopté la procédure suivante. Sur un morceau de substrat massif de GaSb, nous déposons par PECVD 200 nm de SiO_2 puis 400 nm de PMMA/Anisole. Nous effectuons alors l'insolation et la révélation des motifs dans les conditions établies précédemment. L'échantillon est ensuite clivé en plusieurs petits morceaux, chaque morceau contenant l'ensemble des motifs illustrés ci-dessus. Nous gravons tout d'abord la silice avec le procédé décrit précédemment et effectuons différentes gravures profondes comme nous le décrivons dans ce qui suit. Une fois les gravures faites, l'échantillon est nettoyé, aminci, clivé et enfin observé au MEB afin de constater le profil de gravure.

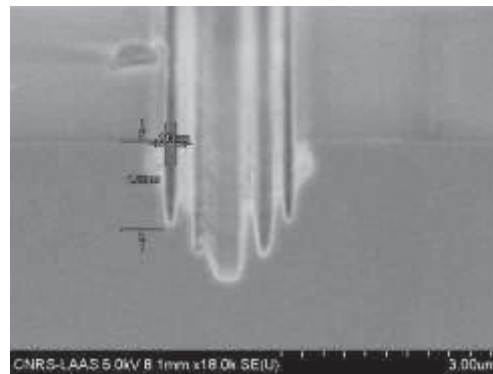
II.4.2. PROCÉDE DE BASE

Le point de départ de notre étude a été un procédé déjà utilisé et optimisé au LAAS [10] pour la réalisation de miroirs de Bragg. Cette technique utilise un plasma à base de Cl_2/N_2 dont les conditions sont données au Tableau 3.2.

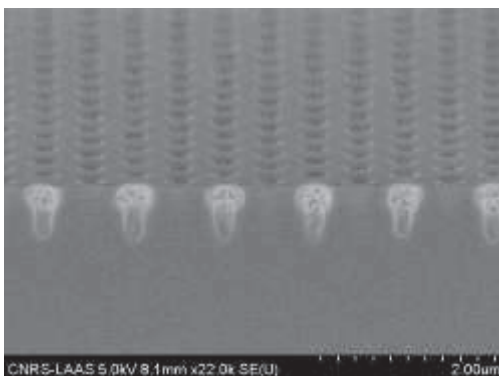
Gaz : Débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de polarisation RF ₁ (W)	Puissance Source RF ₂ (W)	Température du porte échantillon (°C)	Temps de gravure (s)
Cl ₂ /N ₂ : 80/10	5.5	60	500	31	180

Tableau 3.2 : Paramètres de gravure à base de Cl₂/N₂.

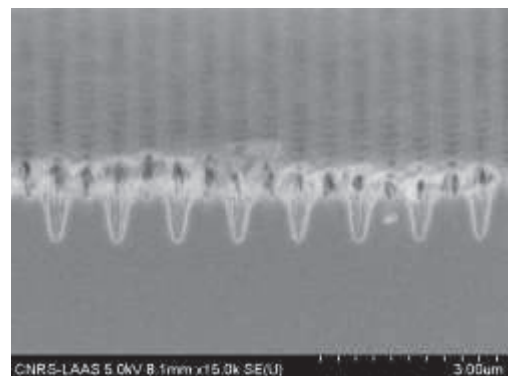
Les résultats de cette gravure sont présentés à la Figure 3.8. On observe très clairement une érosion des motifs au niveau des parties supérieures indiquant une importante gravure latérale. Ce phénomène est plus prononcé au niveau des motifs 2D dès lors que les parois des cristaux photoniques sont plus proches. Il en résulte une jonction entre les trous constituant le cristal photonique. Nous pensons que ce résultat est dû à la combinaison de la gravure chimique engendrée par les espèces chlorées réactives du plasma et la gravure liée aux ions réactifs diffractés sur les flancs du masque de silice. Il apparaît donc nécessaire de protéger les flancs durant la gravure afin d'éviter ce phénomène d'érosion.



Réseau de lignes (ou tranchées) de 100 nm de largeur



Trous de 250 nm de diamètre



Trous de 300 nm de diamètre

Figure 3.8 : Observations MEB des profils de gravure obtenus par le procédé à base de Cl₂/N₂ sur substrat GaSb.

Les travaux menés en parallèle au laboratoire sur la gravure profonde du GaAs, par A. Larrue, et ceux issus de la littérature ont mis en évidence que les ajouts de gaz réactifs tels que l'oxygène et l'azote aidaient à protéger les flancs de gravure. Même si ces études ne sont pas très claires quant aux rôles joués par chacun des gaz, nous allons les décrire dans le paragraphe suivant pour tenter d'en dégager les grandes tendances.

II.4.3. ETUDE DE LA PASSIVATION PAR AJOUTS DE O₂ PUIS DE N₂ AU PLASMA CL₂/N₂

Les travaux menés en parallèle au LAAS sur la filière GaAs, ont mis en évidence que l'ajout d'oxygène dans un plasma à base de Cl₂/N₂ augmentait la gravure latérale et donc entraînait la jonction entre les trous voisins. Cette gravure latérale a été observée sur toute la profondeur des structures et même sous le masque de silice, ce qui nous amène à penser qu'il s'agit d'une gravure chimique. Ce phénomène reste incompris à ce jour, d'autant plus que des expériences similaires sur InP n'ont pas présenté de tels résultats [17]. Bien au contraire, l'ajout d'O₂ dans cette filière a servi à passiver les flancs de gravure. Efremov et al [40], ont montré que l'oxygène additionné à un plasma chlore augmentait la dissociation de ce dernier et de ce fait un accroissement d'espèces réactives Cl_x était observé favorisant une gravure chimique réactive. Cette analyse a également été rapportée lors de gravures à base de plasmas SiCl₄/SiF₄ [41], et même plus récemment sous SiCl₄/O₂ [42] pour la gravure de micro-piliers dans le système GaAs. Cependant, il a été noté qu'un ajout très faible d'oxygène pouvait conduire à une gravure latérale puisqu'une trop forte présence d'espèces Cl entraînait une gravure latérale [43].

Par ces différentes études, il semblerait tout de même que l'oxygène ait plus d'influence sur les espèces réactives du plasma que dans la passivation des flancs de gravure. Partant de cette constatation, les travaux se sont poursuivis avec l'étude du rôle joué par l'azote dans le phénomène de passivation. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, la littérature comporte de nombreux écrits traitant de la possibilité de passiver les flancs à l'aide de l'azote [15]. Ce dernier, dans le cas d'un matériau GaAs à graver, crée des liaisons Ga-N et As-N sur les flancs permettant ainsi de les protéger du bombardement ionique [44]. L'addition de N₂ à un plasma à base de BCl₃ ou Cl₂ aiderait à la passivation des flancs et à la réalisation de profils de gravure verticaux sur InP [14][17] et sur GaAs [21]. Différentes explications sont alors données quant à la création de cette couche.

En 2009, Braive et al [21] ont analysé la couche amorphe par microscopie électronique en transmission (TEM) après gravure RIE-ICP sous plasma Cl₂/N₂, il a été trouvé qu'il s'agissait d'une couche mince d'oxyde de silicium, résultats en accord avec leurs travaux antérieurs [16]. Enfin, de récents travaux menés par les Universités de Sherbrooke et du Québec [45], ont pu montrer que la couche de passivation se déposait tout au long du

processus de gravure et qu'il s'agissait bien d'une couche de SiO_x . Ces récents résultats sont en corrélation avec les observations faites sur la gravure de l'InP lors de l'ajout de l'azote à un plasma BCl_3 [16] et à un plasma à base de Cl_2 [7]. La question qui nous viendrait alors à l'esprit concernerait la provenance de ces composés Si-O trouvés dans la couche de passivation. Les mêmes études ont mis en exergue la provenance du Si par le porte substrat ou même le masque diélectrique utilisé (SiO_2). Quant à la présence de l'oxygène, elle s'expliquerait par le reste de produits de réaction avec le masque diélectrique ou tout simplement de l'air ambiant.

Au vu de ces études, des expériences au LAAS ont été menées en augmentant le flux de N_2 dans le plasma Cl_2/N_2 . Les résultats ont révélés (Figure 3.9), en premier lieu, une nette diminution de la gravure latérale qui avait été observée lors de l'ajout de l'oxygène dans le plasma. En deuxième lieu, les profils de gravure ont apparu concaves avec un profil en pointe. Cette dernière observation peut être expliquée par le fait que l'augmentation de N_2 entraîne une diminution des espèces chlorées dans le plasma et donc moins d'espèces réactives au fond des motifs.

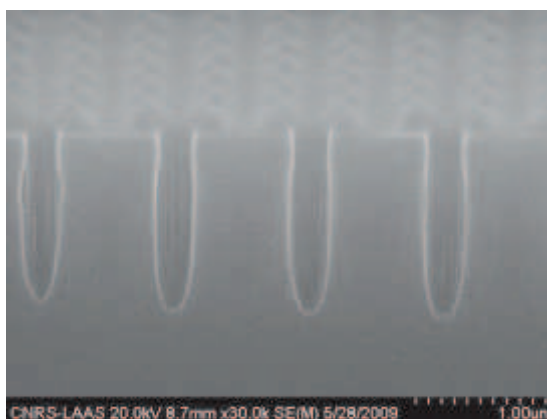


Figure 3.9 : Profil de gravure de trous de 300 nm de diamètre, sur GaAs, gravés par ICP sous Cl_2/N_2 (45/45 sccm) [26].

Malgré la nette diminution de l'érosion latérale des motifs, l'augmentation de N_2 a engendré quelques inconvénients comme la non verticalité des flancs de gravure et surtout une limitation de l'épaisseur gravée liée à la moins grande concentration du plasma en espèces réactives. Ainsi, il apparaît difficile d'obtenir des gravures qui soient à la fois profondes et anisotropes avec un procédé tel que celui qui a été décrit. Nous nous sommes alors orientés vers un procédé de gravure multi-étapes qui nous permet d'alterner entre gravure et passivation de nos structures. En effet, l'oxygène et l'azote ne seraient plus présents dans le plasma en même temps que le chlore et donc ne participeraient plus aux réactions d'ionisation et de dissociation à l'intérieur de la chambre de gravure. Ainsi, l'utilisation de ces deux gaz indépendamment du chlore pourrait jouer un tout autre rôle dans le procédé de gravure.

II.4.4. INTRODUCTION DE LA GRAVURE MULTI-ÉTAPES DE TYPE BOSCH

L'idée d'alterner successivement une phase de gravure proprement dite et une phase de passivation a été largement exploitée pour la gravure profonde du silicium dans les procédés multi-étapes de type « Bosch » (Deep-RIE ou DRIE) [46] [47]. Ces procédés consistent en une phase de gravure avec un gaz SF_6 (dans le cas du Si) et une phase de passivation utilisant un plasma à base de C_4F_8 . Dans la filière GaAs, une telle gravure a été également expérimentée, en ICP, sous plasma $\text{SiCl}_4/\text{N}_2/\text{O}_2$ [43] et a permis d'obtenir des gravures profondes de tranchées de 1.6 μm de largeur pour une profondeur avoisinant les 10 μm . Aussi, très récemment une étude au LAAS a permis d'adapter ce type de gravure à la filière GaAs en alternant entre une phase de gravure à base de Cl_2/N_2 et deux phases de passivation composées de plasmas purs d' O_2 dans un premier temps et d' N_2 dans un second [26]. Des gravures à fort rapport d'aspect ont alors été obtenues sur GaAs et même sur AlGaAs/GaAs. En effet, des trous de 300 nm et 165 nm de diamètre ont été gravés à des profondeurs respectives de 2.48 et 1.85 μm pour des structures laser et ce avec des profils de gravure anisotropes sur lesquelles aucune érosion de masque n'a été observée. Au vu de ces résultats, nous avons choisi d'adapter ce procédé original de gravure à la filière GaSb.

II.4.4.1. ADAPTATION DU PROCÉDE AU GASB

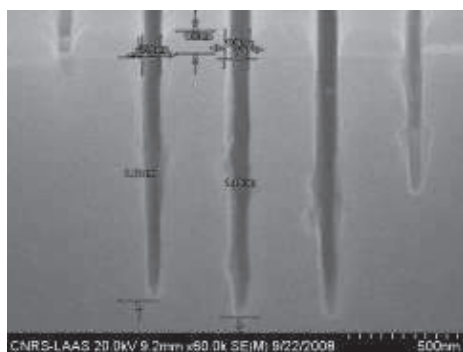
Pour notre étude, nous nous sommes donc inspirés des résultats de gravures « multi-étapes » réalisées au LAAS par A. Larrue sur des structures GaAs. Nous avons adapté le procédé aux structures à base d'antimoniures et avons décidé arbitrairement d'effectuer une gravure comportant six étapes : une étape de gravure proprement dite suivie d'une étape d'oxydation puis d'une étape de passivation et ce répété une seconde fois. Pour l'étape de gravure, nous avons repris les conditions de plasmas du procédé de base décrit au Tableau 3.1. L'ensemble des conditions des différents plasmas est reporté dans le Tableau 3.3.

Les différents plasmas se succèdent sans interruption, c'est-à-dire que dès qu'une étape du procédé se termine nous enchaînons avec la seconde et ainsi de suite. Les gaz réactifs constituant chaque plasma peuvent alors interagir avec les espèces du plasma précédent. Néanmoins, les conditions de plasma en termes de puissance, de débit de gaz et de pression étant différentes, il existe un léger temps avant que le nouveau plasma ne s'amorce réellement.

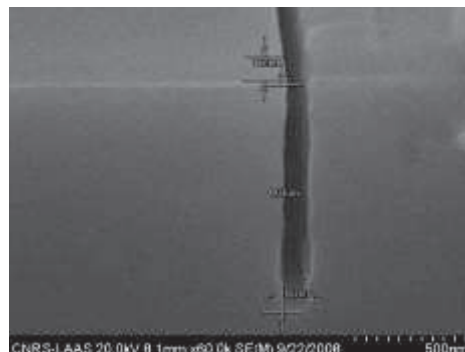
Type de l'étape	Gaz :Débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance Polarisation RF ₁ (W)	Puissance Source RF ₂ (W)	Température du porte échantillon (°C)	Temps de gravure (s)
Gravure	Cl ₂ /N ₂ : 80/10	5.5	60	500	31	30
Oxydation	O ₂ : 30	10	15	500	31	30
Passivation	N ₂ : 10	6	2	500	31	15
Gravure	Cl ₂ /N ₂ : 80/10	5.5	60	500	31	30
Oxydation	O ₂ : 30	10	15	500	31	30
Passivation	N ₂ : 10	6	2	500	31	15

Tableau 3.3 : Conditions de gravure du procédé multi-étapes.

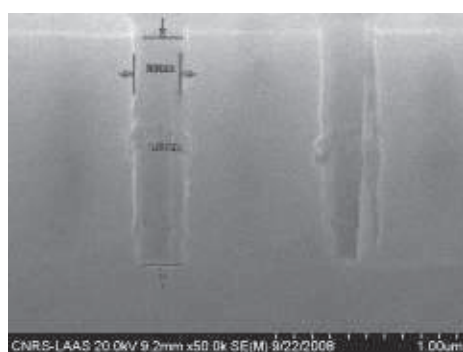
Ce procédé est appliqué sur nos motifs tests. Afin de comparer avec les résultats obtenus dans le cadre de la gravure en une seule étape, nous avons choisi un temps de gravure effectif de 3 minutes. Pour cela nous répétons successivement 3 fois le procédé. Les résultats obtenus sont illustrés sur la Figure 3.10.



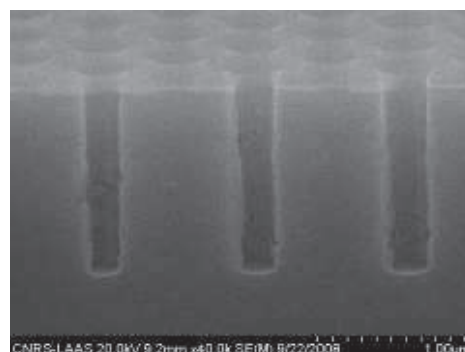
Réseau de lignes (ou tranchées) de 100 nm de largeur



Ligne isolée de 100 nm de largeur



Trous de 250 nm de diamètre



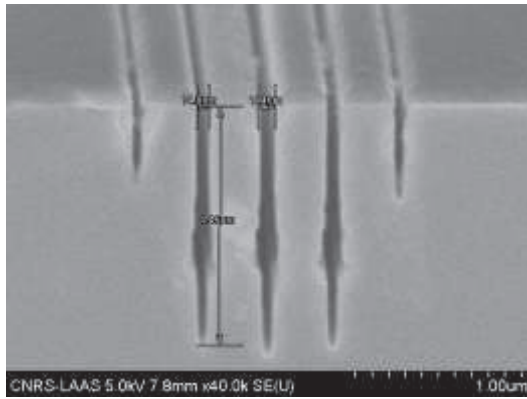
Trous de 300 nm de diamètre

Figure 3.10 : Profils de gravure obtenus avec le procédé de gravure multi-étapes sur substrat GaSb.

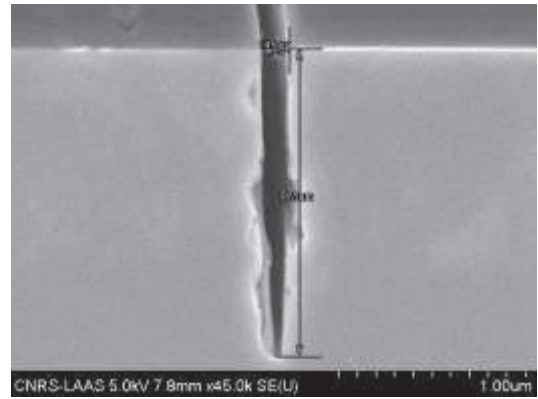
Les profils de gravure obtenus avec ce procédé sont nettement améliorés par rapport à ceux révélés par la gravure continue sans plasma oxygène et azote. Cette amélioration est présente à la fois au niveau des motifs tranchées et des trous du cristal photonique. Aussi, le point le plus frappant est la disparition de la gravure latérale. Les profondeurs de gravures, dans le cas des motifs 1D se sont avérées plus faibles que celle du procédé continu. En effet, pour le réseau de tranchées de 100 nm de largeur nominale par exemple, la profondeur mesurée de la ligne la moins gravée, dans le cas du procédé continu, est de 1.33 μm tandis que celle obtenue par le procédé multi-étapes s'élève seulement à 1.23 μm pour la tranchée la plus profonde. Concernant les cristaux photoniques, il apparaît manifeste que ceux-ci sont gravés plus profondément car ils ne souffrent pas d'érosion latérale.

Ces observations montrent l'intérêt d'une gravure multi-étapes. Toutefois, la qualité des flancs de gravure n'est pas encore optimisée. Nous pouvons remarquer différents défauts, notamment la présence d'encoques sur les flancs de gravure qui correspondent à chaque nouveau cycle de gravure. De telles observations avaient déjà été faites dans le cas du silicium désignant ces petites encoches par le terme anglais « *scalloping* » [47].

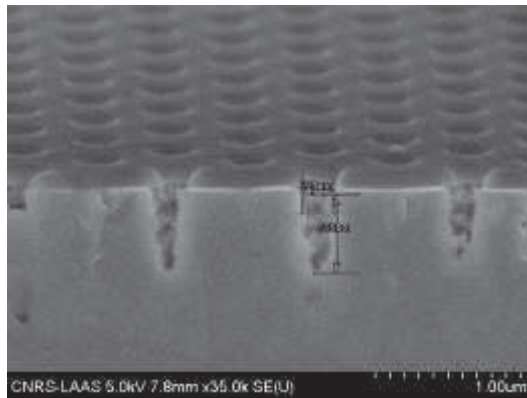
Dans le but de mieux comprendre le rôle du plasma de passivation, nous effectuons un test de gravure en diminuant le temps de passivation, celui-ci est réduit à 10 secondes au lieu des 15 définies dans le procédé initial. Les résultats de cet essai sont présentés à la Figure 3.11.



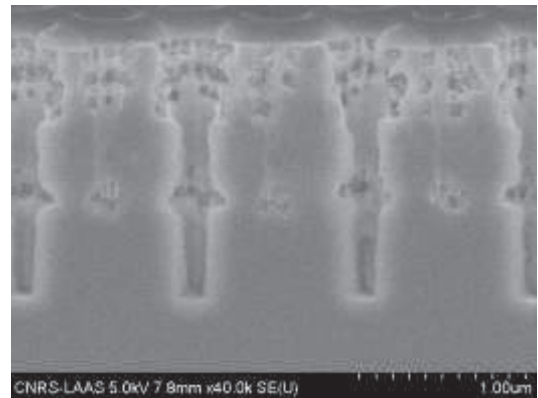
Réseau de lignes (ou tranchées) de 100 nm de largeur



Ligne isolée de 150 nm de largeur



Trous de 300 nm de diamètre



Trous de 350 nm de diamètre

Figure 3.11 : Profils de gravure obtenus avec le procédé multi-étapes dont la durée de l'étape de passivation a été diminuée (10 sec au lieu de 15 sec).

Ces photographies prises au MEB mettent bien en évidence l'importance de l'étape de passivation. En effet, la diminution de la durée de cette étape a eu un effet direct sur les profils de gravure comme on peut le voir sur les tranchées au niveau desquelles apparaît une légère érosion latérale des profils de gravure. Aussi, les profils de ces dernières ont une forme plus en pointe que celle observée pour le procédé initial. Cependant, l'impact du changement de la durée de passivation semble être plus prononcé pour les cristaux photoniques avec tout d'abord une différence notable des profils de gravure pour des dimensions de trous différentes. Les trous de plus faibles dimensions ont du mal à être gravés, la gravure semble être limitée par la quantité d'espèces pouvant atteindre les fonds des motifs pour ces structures à fort rapport d'aspect. On peut mesurer une profondeur de 600 nm pour des trous ayant un diamètre de 300 nm tandis que les trous à plus grand diamètre (350 nm) ont une profondeur de gravure de 1.63 μm .

Enfin, un autre point à soulever est l'apparition d'une importante rugosité des flancs de gravure impliquant l'importance de l'étape de passivation dans le maintien de profils

de gravure lisses. D'une manière générale l'étape de passivation apparaît essentielle pour l'obtention de profils non rugueux et anisotropes.

Afin de bien se rendre compte du bénéfice apporté par le procédé multi-étapes par rapport à celui en « continu », nous confrontons les profils de gravure obtenus pour les deux procédés (Figure 3.12). Il apparaît manifeste que le procédé multi-étapes a entraîné de nettes améliorations : au niveau verticalité des gravures, l'érosion latérale présente dans la première version a pratiquement disparu, sans compter la rugosité quasi-inexistante.

En résumé, l'utilisation de la gravure par plasma ICP-RIE à base de Cl_2/N_2 est plus efficace et engendre moins de défauts lorsqu'elle est utilisée en multi-étapes c'est-à-dire en alternant entre des cycles de gravure et de passivation.

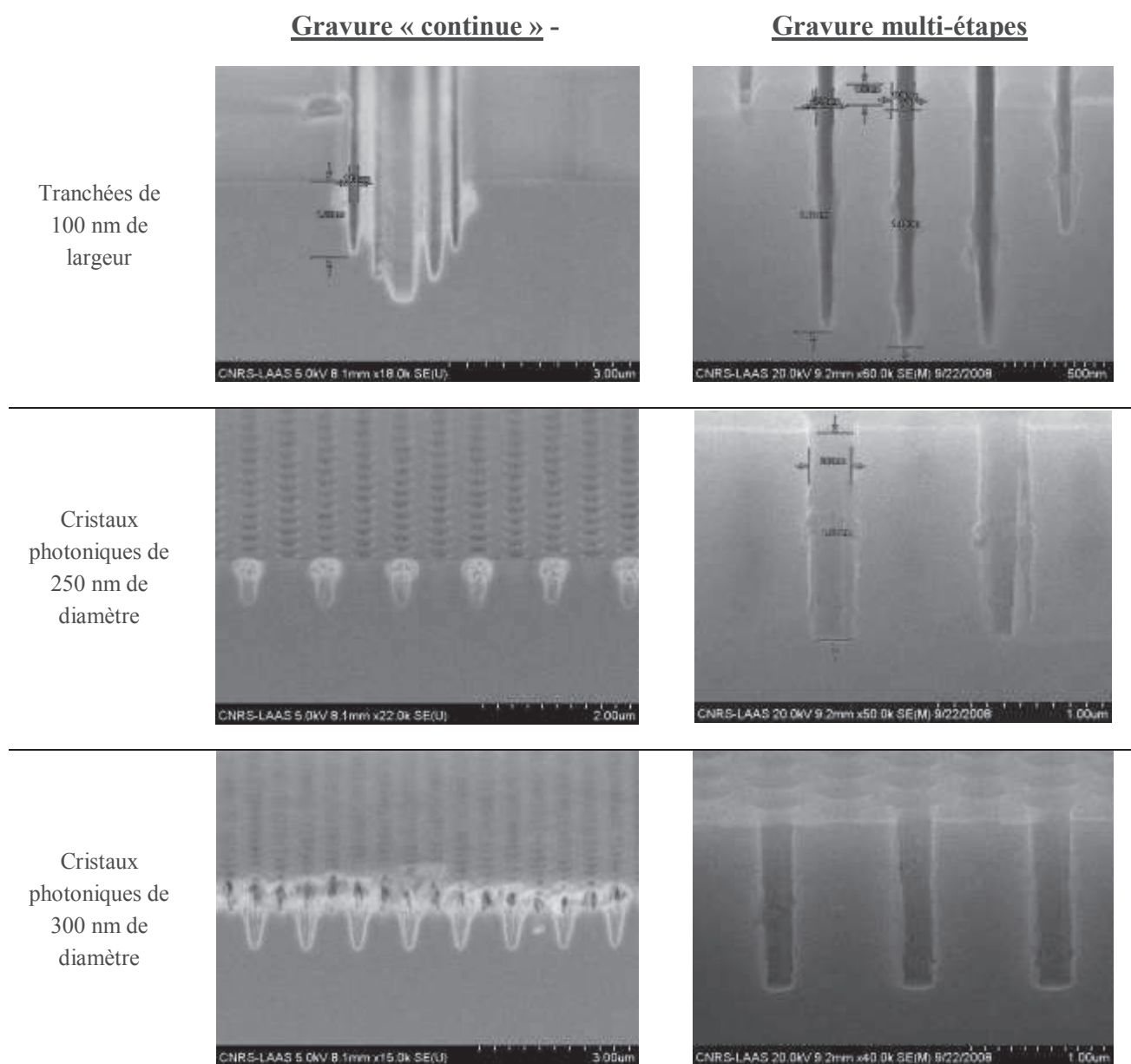


Figure 3.12 : Comparaison des profils de gravure obtenus avec le procédé en continu (colonne de gauche) et avec le procédé multi-étapes (colonne de droite).

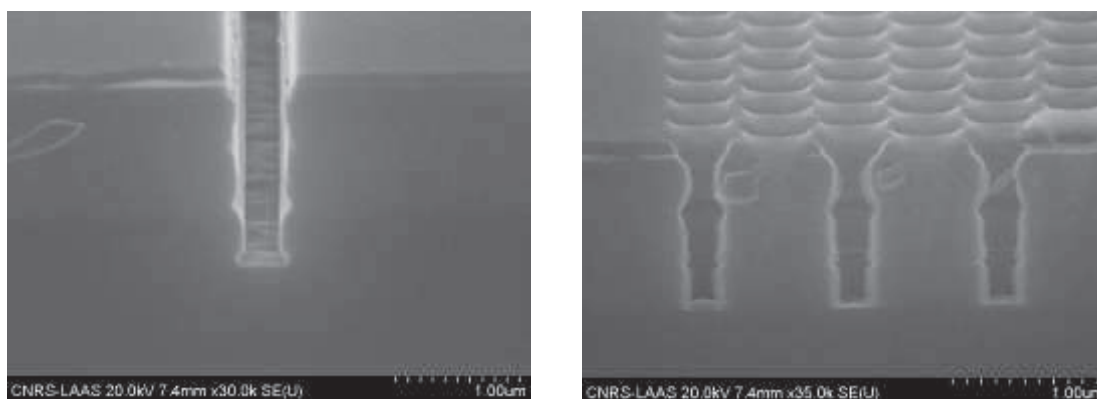
Compte tenu de ces premiers résultats sur substrat massif de GaSb, nous nous proposons d'appliquer ce procédé directement sur une structure test de référence V499 qui est similaire aux structures laser émettant dans le moyen infrarouge de notre étude.

Nous rappelons que nous avons choisi de réaliser les miroirs à cristaux photoniques au bas des rubans pour relâcher les exigences en termes de profondeurs de gravure à atteindre. Aussi, au préalable avant de déposer le masque intermédiaire de silice et la résine, nous procédons à une gravure pleine plaque de la structure test pour nous retrouver dans l'empilement au niveau correspondant au bas des rubans.

Ensuite nous effectuons la lithographie électronique, la gravure sèche de la silice et la gravure profonde des couches tests en suivant les procédés décrits précédemment. Lors de cette étude nous utilisons un masque contenant différents motifs dont les dimensions sont données ci-après :

- Cristaux photoniques de 20 et 6 rangées avec un diamètre de 350 nm et un pas de 600 nm
- Tranchée de 500 nm de largeur
- Rectangle de repérage de 100 μm *25 μm

Les résultats obtenus sont illustrés ci-dessous, sur la Figure 3.13.



a) Tranchée de 500 nm de largeur

b) Cristaux photoniques de 350 nm de diamètre

Figure 3.13 : Profils de gravure obtenus sur structures laser en AlGaAsSb/GaSb – procédé de gravure multi-étapes-

Nous remarquons que les profils de gravure ne sont pas aussi verticaux que ceux obtenus lors de la gravure de GaSb massif. On constate que ce soit pour les motifs tranchées ou trous, l'existence d'une gravure rentrante, plus communément appelée « *notching* », au début de chaque cycle. L'interprétation de ce défaut de gravure est très

complexe : une compréhension des réactions de surface et de la diffusion des ions est nécessaire, les fonctions de distribution angulaire et d'énergie des ions incidents et des électrons sont indispensables. Aussi, un rétrécissement du profil de gravure est observé en début de gravure. Celui-ci semble coïncider avec la présence de fortes couches en aluminium. En effet, il est important de noter que par rapport à la gravure du GaSb massif nous sommes en présence ici d'une structure laser et donc de diverses couches à compositions différentes. En particulier, nous avons des couches en AlGaAsSb comportant un taux d'aluminium de 90%.

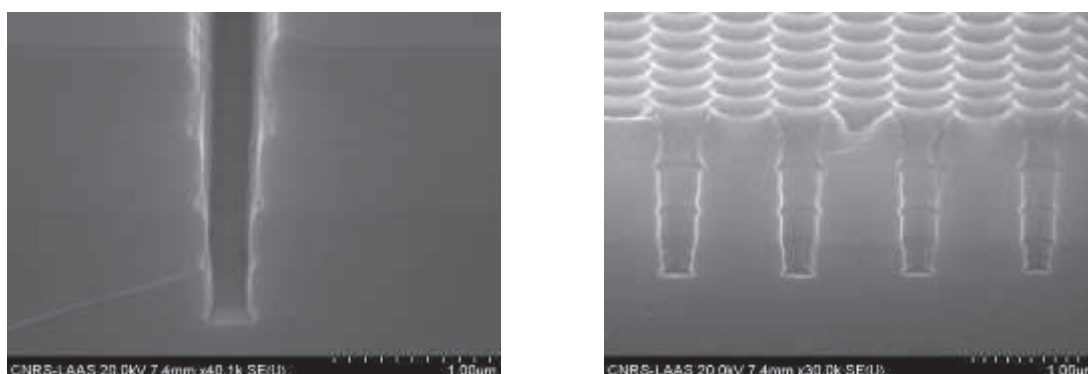
Pour améliorer les profils obtenus, nous avons choisi de réduire le cycle aux trois premières étapes comme consigné dans le Tableau 3.4.

L'intérêt de ce nouveau cycle est l'évacuation des espèces résiduelles grâce au pompage, avant chaque phase de gravure. Par la suite, toutes les phases de gravure sont effectuées dans les mêmes conditions de plasma.

Type de l'étape	Gaz :Débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance Polarisation RF ₁ (W)	Puissance Source RF ₂ (W)	Température du porte échantillon (°C)	Temps de gravure (s)
Gravure	Cl ₂ /N ₂ : 80/10	5.5	60	500	31	30
Oxydation	O ₂ : 30	10	15	500	31	30
Passivation	N ₂ : 10	6	2	500	31	15

Tableau 3.4 : Procédé de gravure multi-étapes en trois phases.

Du fait de la diminution du nombre d'étapes dans le procédé, la durée de gravure d'un seul cycle se voit abrégée et donc nous répétons 4 fois le procédé au lieu des 3 précédemment appliquées.



a) Tranchée de 500 nm de largeur

b) Cristaux photoniques de 350 nm de diamètre

Figure 3.14 : Profils de gravure obtenus après gravure multi-étapes en trois phases.

Les profils de gravure sont assez proches de ceux obtenus avec la précédente version de la gravure. Néanmoins, au niveau des motifs de trous nous observons une amélioration du profil. En effet, l'effet de rétrécissement du profil de gravure est bien moins marqué (Figure 3.14 - b)) en début de la gravure ici que celui observé à la Figure 3.13 – b. Le *notching* quant à lui est toujours présent.

Les profondeurs qui sont aussi un aspect important de la gravure diffèrent de celles obtenues précédemment puisqu'elles atteignent 1.45 μm de profondeur pour les motifs à cristaux photoniques tandis qu'elles étaient de 1.2 μm pour la précédente version de gravure multi-étapes (en 6 phases).

Le graphe ci-dessous (Figure 3.15) fait une comparaison entre les profondeurs de gravure obtenues suivant l'utilisation de la version du procédé multi-étapes à 6 ou 3 phases.

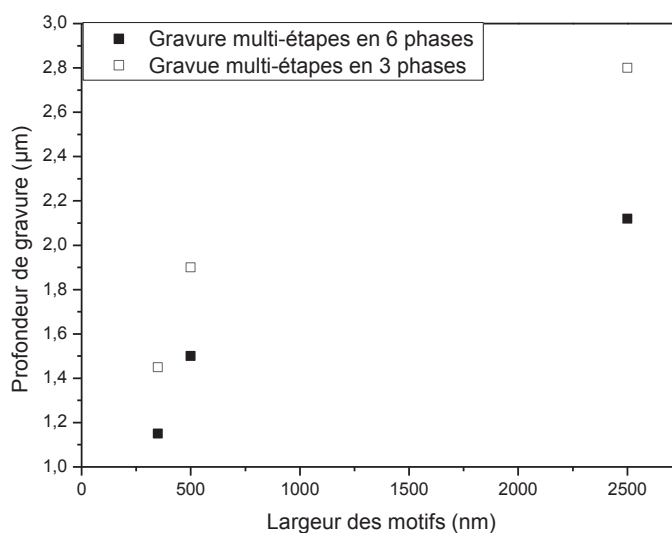
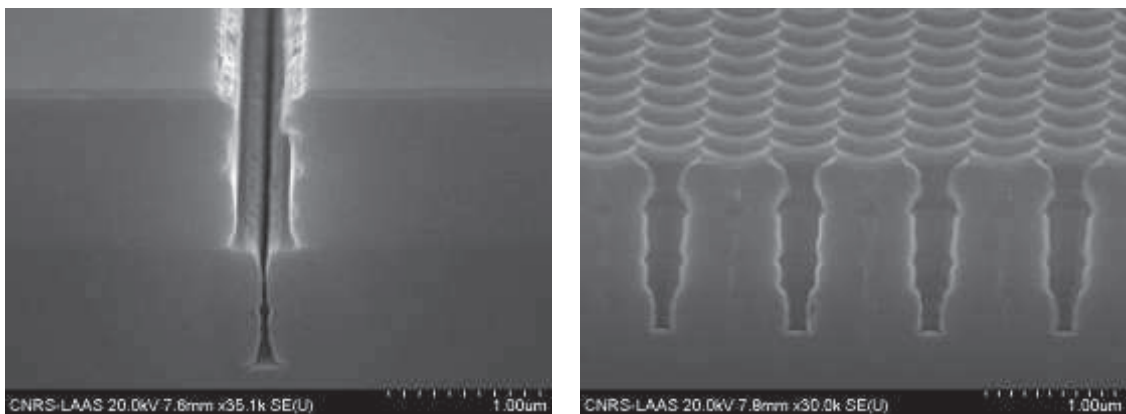


Figure 3.15 : Graphique comparatif des profondeurs de gravure atteintes en fonction des largeurs des motifs entre les procédés de gravure multi-étapes à 6 et 3 phases.

Comme nous pouvons le voir, les profondeurs de gravure sont plus importantes dans le cas du procédé de gravure multi-étapes à 3 phases. Ceci s'explique par le fait que la diminution du nombre d'étapes présentes en un cycle de gravure permet d'augmenter le temps de pompage de la chambre après l'étape de passivation et d'être moins « polluée ». La gravure qui débute lors de la seconde répétition du cycle se fait plus rapidement sans être freinée par une quelconque espèce chimique encore présente dans l'enceinte.

Ayant pour but d'obtenir des gravures profondes avec des profils les plus anisotropes possibles nous décidons de conserver la deuxième version du procédé, à savoir le procédé multi-étapes à 3 phases.

Dans le but de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu lors d'une telle gravure, nous avons essayé de diminuer la durée de l'étape mettant en jeu l'oxygène pur : l'étape d'oxydation à 10 secondes. La Figure 3.16 illustre les profils obtenus. Il semblerait qu'un plasma oxygène d'une durée plus courte ait un effet destructeur sur les profils de gravure. Les tranchées ont un profil atypique et il apparaît que le passage d'une couche à une autre de la structure laser ait un effet sur le déroulement de la gravure. En effet, si l'on considère la couche foncée de notre empilement, on remarque que la gravure s'arrête à ce niveau. Même constatation au niveau des cristaux photoniques, le profil de gravure se rétrécit au niveau de la couche foncée de notre structure. Cette couche possède un taux élevé en aluminium, il apparaît donc que l'oxygène est indispensable pour faciliter la gravure de ce type de couches. Ainsi, l'espèce d'étranglement du profil de gravure observé vers le haut ainsi que vers le bas du profil laisserait penser que la couche à forte teneur en aluminium est difficile à graver, et ce car le produit de gravure formé, en l'occurrence, l' $AlCl_x$ serait difficile à évacuer. L'utilisation d'une température plus haute pourrait éventuellement permettre de remédier à ce défaut, mais notre bâti ne permet pas d'atteindre des températures suffisamment élevées.



a) Tranchée de 100*0.5 μm

b) Cristaux photoniques de 350 nm de diamètre

Figure 3.16 : Profils de gravure obtenus avec le procédé multi-étapes en 3 phases avec un plasma oxygène plus court.

II.5. CONCLUSION

En résumé pour la gravure profonde de motifs de dimensions submicroniques dans des alliages à base d'antimoniures, nous avons montré que la gravure par cycle est plus avantageuse que la gravure en continu et qu'il est préférable de laisser un temps de pompage entre les phases de gravure pour évacuer les produits de la réaction avant d'effectuer une nouvelle étape de gravure. Pour des motifs de 350 nm de diamètre, des profondeurs de 1.45 μm ont été atteintes dans des couches à très forte teneur en aluminium (90 %).

Ces résultats ne constituent pas les valeurs limites de gravure. L'épaisseur du masque de silice résiduelle permet d'envisager d'effectuer un ou deux cycles supplémentaires. Pour améliorer encore les profils obtenus, des études complémentaires seraient nécessaires. Une augmentation de la température de l'échantillon devrait faciliter la volatilisation des produits de réaction et augmenter la vitesse de gravure. Une caractérisation fine des surfaces gravées permettrait d'approfondir la compréhension des mécanismes de passivation et d'en déduire une optimisation des conditions des plasmas d'oxydation et de passivation.

Cependant, dans le contexte de notre étude, nous considérons que les conditions que nous avons établies (gravure multi-étapes comportant 3 phases) sont suffisantes pour la réalisation des miroirs à cristal photonique au bas des rubans.

III. DEVELOPPEMENT D'UN PROCEDE DE REALISATION DE CAVITES COUPLEES PAR DES CRISTAUX PHOTONIQUES

La cavité couplée que nous proposons de fabriquer, repose sur une structure ruban classique à laquelle est associé un miroir intra cavité défini par des cristaux photoniques gravés de part et d'autre du *ridge*. Nous présentons le procédé que nous avons mis en place dans la centrale technologique du LAAS à partir des structures laser épitaxiées à l'IES.

Dans un premier temps, notre étude s'est axée sur la définition de toutes les étapes technologiques. A partir de l'enchaînement proposé, nous allons détailler successivement les différentes étapes de fabrication en soulignant les difficultés rencontrées et les optimisations effectuées pour aboutir à des conditions de procédé reproductibles.

III.1. PROCEDE TECHNOLOGIQUE COMPLET

Par rapport à la réalisation de diodes laser à ruban conventionnelles, il s'agit d'introduire au cours du procédé la réalisation des miroirs à cristaux photoniques.

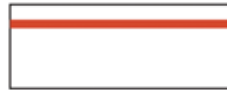
Nous avons ainsi défini le procédé technologique pour réaliser nos composants à partir des structures laser à base d'antimoniures épitaxiées par jets moléculaires à l'IES. Celui-ci se décompose en plusieurs grandes étapes qui sont schématisées dans la Figure 3.17. Il s'agit tout d'abord de réaliser les rubans et l'ensemble des motifs d'alignement par lithographie optique suivie d'une gravure sèche. Ensuite vient l'étape de réalisation des miroirs à cristaux photoniques qui constitue le point particulièrement critique du procédé. Les étapes suivantes consistent à effectuer l'isolation et l'ouverture pour les prises de contacts, et à réaliser la métallisation localisée des contacts. Enfin, les dernières étapes

correspondent aux étapes conventionnelles de réalisation de diodes laser à savoir l'amincissement, la métallisation face arrière, le clivage et la découpe des lasers.

De façon globale, le procédé visé comporte 3 étapes de lithographie optique et une insolation électronique, associées à des gravures sèche et humide.

Dans les paragraphes suivants nous allons décrire plus en détails les différentes étapes du procédé.

1. Structure laser : Croissance épitaxiale des couches

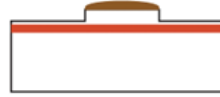


Croissance EJM des couches
(GaInAsSb/AlGaAsSb)

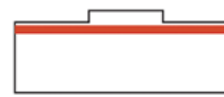
2. Ruban et Motifs d'alignement



Lithographie optique
Enduction résine SPR 700



Gravure sèche par ICP
(Cl₂/N₂)



Délaquage de la résine

3. Miroir à cristal photonique



Dépôt par PECVD de 200nm de SiO₂



Dépôt de 420 nm de
PMMA/Anisole



Lithographie électronique
des motifs (CP) + révélation



Gravure sèche ICP (CHF₃) du SiO₂ +
gravure profonde des miroirs par ICP
(Cl₂/N₂)

4. Isolation électrique



Dépôt par PECVD de 300nm de SiO₂



Enduction de résine



Lithographie pour l'ouverture de la
silice (SiO₂) au dessus du ridge
puis révélation

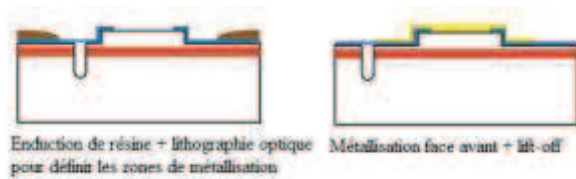


Gravure chimique au buffer HF du SiO₂



Délaquage de la résine

5. Métallisation localisée



6. Amincissement & Métallisation face-arrière



Figure 3.17 : Procédé complet de fabrication de lasers à cavités couplées par des cristaux photoniques.

III.2. DESCRIPTION DU PREMIER JEU DE MASQUES

Avant d'entamer la partie technologique de notre projet et plus particulièrement les étapes qui seront réalisées en salle blanche, nous définissons un premier jeu de masques optiques où vont figurer les étapes technologiques qui seront faites par lithographie optique. Les masques que l'on utilisera pour les lithographies électroniques seront dessinés ultérieurement au coup par coup sur des niveaux spécifiques. Les masques sont codés sous environnement Cadence sous forme de fichiers GDSII compatibles à la fois avec la machine de réalisation des masques optiques et avec le masqueur électronique.

Nous avons divisé le masque en cellules. Une vue générale d'une cellule est donnée à la Figure 3.18. Autour de chaque cellule, nous avons introduit des motifs et des peignes d'alignement pour les lithographies optiques ainsi que des croix et des repères d'alignement pour les insolations électroniques.

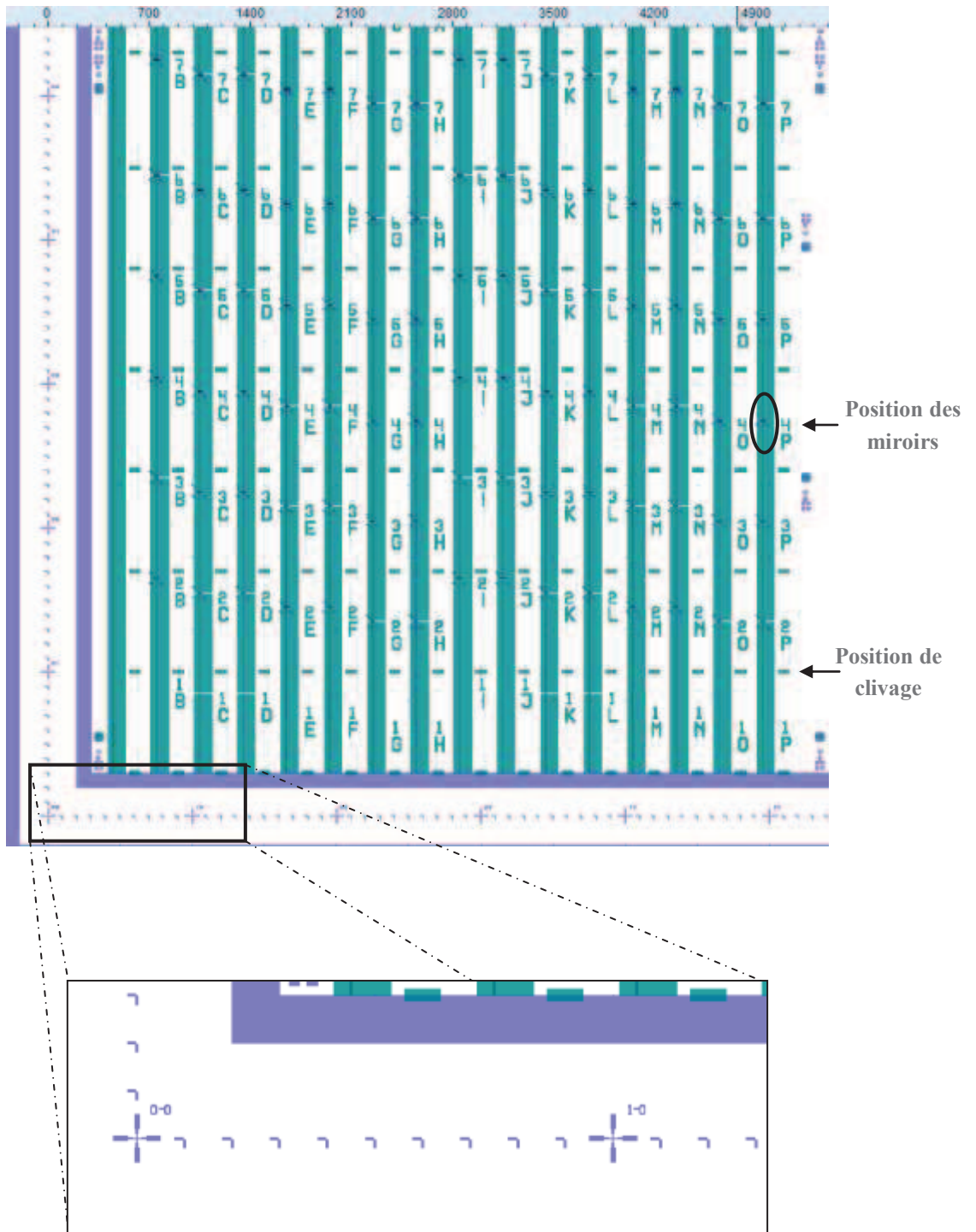


Figure 3.18 : Vue générale d'une cellule (5*5mm²) du jeu de masque complet de notre procédé de fabrication.

Nous décrirons plus en détail la topologie de ce premier jeu de masque dans le chapitre suivant.

III.3. GRAVURE ICP-RIE DU RUBAN ET DES MOTIFS D'ALIGNEMENT

Nous abordons ici la première étape technologique de notre procédé réalisée en salle blanche avec la création de rubans laser. Une lithographie optique suivie d'une gravure sèche sont nécessaires à la réalisation de cette étape. La gravure sèche du ruban s'impose pour obtenir des flancs de gravure verticaux avec une très faible rugosité du fond de gravure.

Comme précédemment pour la gravure profonde, en l'absence de données spécifiques à la gravure des matériaux à base d'antimoine au LAAS et compte tenu de la similitude de matériaux entre la filière GaSb et la filière GaAs, nous avons appliqué le procédé de gravure qui a été développé au laboratoire pour la réalisation de diodes laser ruban dans la filière GaAs [10][38].

Les conditions de plasma utilisées sont un mélange de Cl_2 à un débit de 60 sccm et de N_2 à un débit de 6 sccm sous une pression de 5 mTorr avec des puissances RF de génération du plasma et d'accélération des ions de 500 W et 60 W respectivement. Les paramètres de gravure sont récapitulés dans le Tableau 3.5.

Nous avons choisi d'utiliser une résine spécialement développée pour la gravure sèche, la résine SPR 700 (Rohm and Haas Electronic Materials). Cette résine présente l'avantage d'une bonne stabilité thermique qui par suite minimise les problèmes de délaquage. Nous avons défini ses conditions d'utilisation pour obtenir une bonne qualité de masque.

Par ailleurs, nous avons observé que la qualité de la gravure dépendait du moment où la gravure était effectuée dans la journée et notamment s'il y avait eu d'autres gravures dans la journée au préalable ou non. Pour remédier à cela et s'assurer de la qualité de la gravure, nous avons mis en place un protocole qui consiste, avant chaque gravure, à effectuer un plasma d'oxygène du réacteur pour nettoyer le bâti et ensuite à faire un plasma d'une durée de 1 min dans les mêmes conditions que celles de la gravure pour conditionner la chambre. Dans la littérature, certaines études [3][43] font référence à la nécessité de ce conditionnement.

A partir de ce masque, nous avons suivi la procédure établie pour la gravure d'un échantillon massif de GaSb pendant une durée de 55 s.

Le résultat de la gravure du ruban sur un substrat massif de GaSb est présenté à la Figure 3.19 après clivage à travers les rubans. Cette image montre bien un profil de gravure à flancs droits et une surface non rugueuse. La partie sombre observée au dessus du *ridge* représente la résine qui n'a pas encore été retirée.

Procédé	Cl ₂ /N ₂ (sccm)	Pression (mtorr)	RF ₁ /RF ₂ (W)	Temperature (°C)
Gravure <i>Ridge</i>	60/6	5	60/500	30

Tableau 3.5 : Détails du procédé de gravure pour une structure ruban.

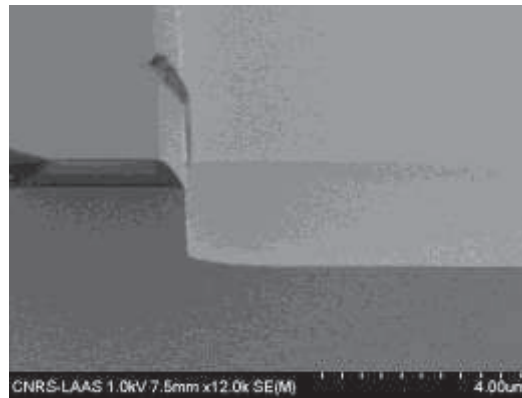


Figure 3.19 : Observation MEB du profil de gravure du ruban sur substrat massif de GaSb.

A partir de cette validation sur un échantillon de GaSb, nous avons gravé des échantillons tests de référence V499 qui ont déjà servi pour la mise au point du procédé de gravure profonde. Pour nous assurer du confinement optique du ruban, préalablement à la gravure du composant, nous enregistrons le signal d'interférométrie laser lors de la gravure de l'ensemble des couches, jusqu'au substrat, d'un échantillon témoin qui a été prélevé sur la plaque test. Un exemple d'enregistrement du signal est donné sur la Figure 3.20. Sur cette figure, nous observons des oscillations dues à la diminution progressive de l'empilement à graver. En fonction du matériau ou plus précisément de sa réflectivité et de son absorption à la longueur d'onde de travail, elles sont plus ou moins intenses et atténuées. Nous pouvons ainsi précisément définir la position où arrêter la gravure et contrôler le confinement du ruban en temps réel.

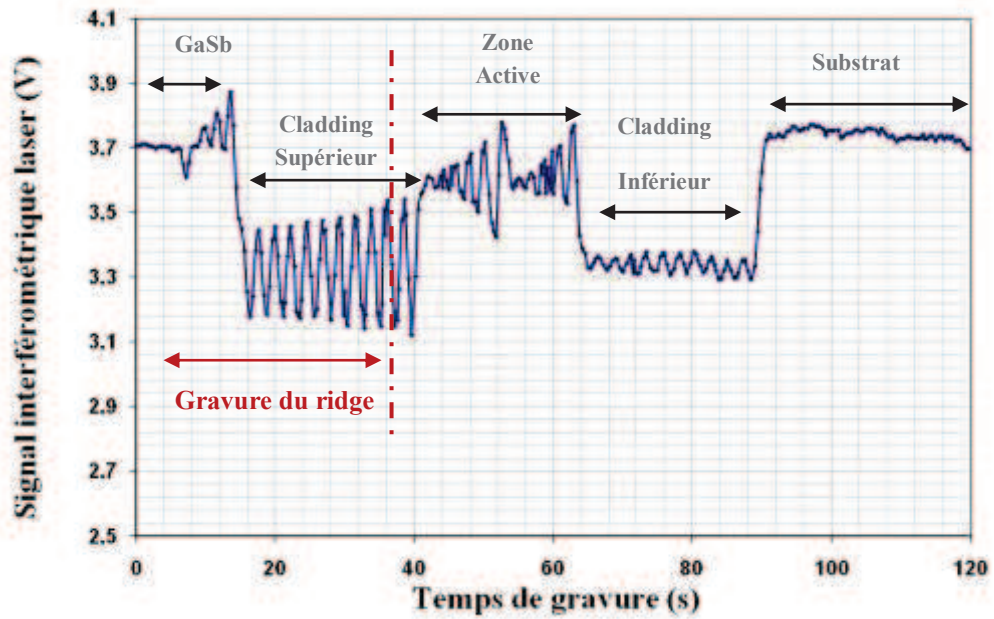


Figure 3.20 : Exemple de suivi interférométrique de la gravure complète de la structure test.

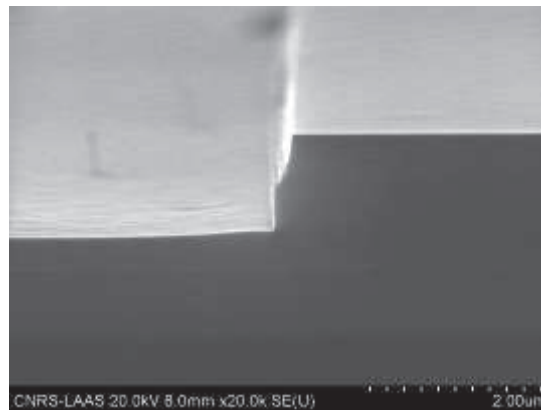


Figure 3.21 : Profil de la gravure du *ridge* sur structure laser test.

La Figure 3.21 présente le profil obtenu après la gravure ruban de la structure V499. Comme on peut le voir sur la photo ci-dessus, le *ridge* n'a pas exactement le même profil de gravure de haut en bas. En effet, nous observons un profil « en biais » vers le début de la gravure puis plus anisotrope vers le bas. Or, nous avons montré précédemment une gravure parfaitement anisotrope du *ridge* sur du substrat massif de GaSb. Nous attribuons cette différence de profil de gravure à la composition de nos couches dont certaines présentent un fort taux d'aluminium (de 90%). Le chlore (gaz présent dans notre plasma) s'associe à l'aluminium pour former un composé de type $AlCl_x$ qui n'est pas assez volatil et donc pas suffisamment évacué. Il en résulte ainsi un retard et une modification du profil de gravure ce qui est représenté sur la photo MEB par une gravure à profil inhomogène.

Une fois cette étape validée, nous passons à la réalisation de l'étape suivante avec la réalisation du miroir intracavité.

III.4. REALISATION DU MIROIR INTRACAVITE

La première problématique posée par la réalisation du miroir intracavité est son emplacement de part et d'autre du ruban laser. En effet, ce dernier étant défini par lithographie optique, il nous faut coïncider avec une bonne précision les lithographies optique et électronique. Pour cela, un long travail d'alignement a été nécessaire, plusieurs procédés ont été entrepris jusqu'à obtenir le meilleur résultat. Ce travail d'optimisation est présenté dans ce qui suit.

III.4.1. ALIGNEMENT DES LITHOGRAPHIES OPTIQUE & ELECTRONIQUE

Les premières expériences ont été consacrées à l'optimisation de l'alignement de ces deux types de lithographie.

Pour ce faire, nous avons réalisé un échantillon test spécifique. Sur un substrat de GaSb nous avons réalisé la première étape du procédé c'est-à-dire que l'on a effectué une gravure sèche de 55 s avec le premier niveau du jeu de masque sur lequel le masque intermédiaire de silice a été déposé pour obtenir un échantillon structuré comportant les différentes croix et repères d'alignement.

Un masque de motifs tests a été conçu pour estimer de façon précise le décalage entre les lithographies optique et électronique. Les motifs tests utilisés sont des carrés puis des rectangles de différentes dimensions et dont la distance par rapport au *ridge* varie. En effet, de bas en haut la largeur des motifs est incrémentée de 1 μm , en d'autres termes le premier carré situé en bas a une largeur de 3.5 μm tandis que celui situé en dernière position vers le haut a une largeur de 9.5 μm . La distance par rapport au *ridge* diffère également d'un carré à l'autre : nous partons d'un espacement de 4 μm pour le premier carré pour se rapprocher et « rentrer » dans le *ridge* d'une distance de 2 μm , Figure 3.22.

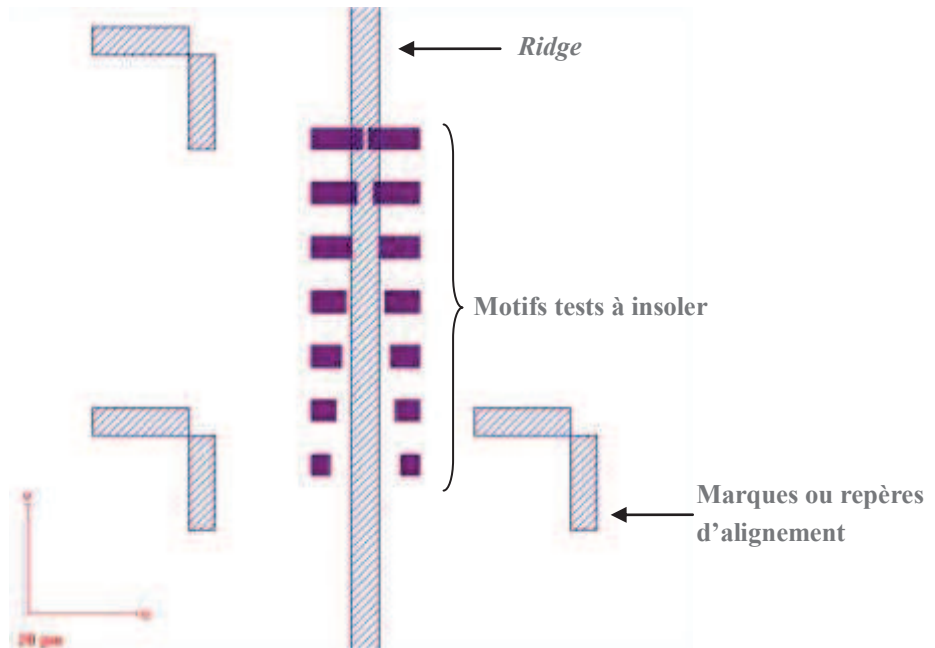


Figure 3.22 : Détails des motifs tests.

a. ALIGNEMENT MANUEL

La première procédure d'alignement utilisée est celle de l'alignement manuel en trois points éloignés. Comme nous l'avons montré plus haut dans ce chapitre (cf. Figure 3.18), des croix d'alignement numérotées ont été insérées dans le premier masque de lithographie optique pour pouvoir se repérer et faire correspondre le dessin du masque à insoler à l'échantillon traité.

Une fois les réglages de la colonne du masqueur électronique effectués, la procédure d'alignement débute. Il s'agit de faire coïncider le repère (X,Y) relatif à la position de notre échantillon au repère (U,V) qui est propre au fichier GDSII de façon à faire correspondre le fichier GDSII et l'échantillon.

Chaque croix d'alignement possède un centre bien défini, on se fixe alors sur ce centre et notons ses coordonnées (U,V). Cette opération est répétée trois fois pour trois points distincts. Cet alignement effectué, nous lançons l'insolation des motifs de test.

b. ALIGNEMENT AUTOMATIQUE

Comme précédemment, nous calons le masque par rapport à l'échantillon sur 3 croix d'alignement éloignées le plus possible les unes des autres.

Ensuite, nous allons utiliser la procédure d'alignement automatique du masqueur électronique en utilisant les repères d'alignement réalisés en même temps que les rubans

laser. Ces repères ont été positionnés dans 3 angles des champs où seront insolés les miroirs à CP. Au niveau du dessin, on rajoute des marques automatiques sur un niveau spécial dédié à la détection automatique, représentées en vert sur la Figure 3.23. Ces dernières ont été positionnées perpendiculairement à chacun des repères définis lors de la gravure sèche. Lors de l'exécution de l'écriture du champ, le masqueur traite en priorité le niveau spécifique. C'est-à-dire qu'il effectue un balayage ligne couvrant la surface de la marque automatique. Celui-ci permet d'acquérir l'image de la zone correspondante qui est ensuite traitée par différents algorithmes prédéfinis dont certains paramètres peuvent être ajustés par l'utilisateur. Comme traitement, nous avons retenu l'algorithme de seuil noté « *Threshold* » qui permet de rendre compte des modifications de contraste et de luminosité liées à la gravure de la marque d'alignement et d'extraire ainsi la position précise du centre de la marque analysée. Si les résultats obtenus lors des balayages des 6 marques automatiques permettent une détection correcte de la marque, le masqueur réajuste alors le repère local du champ et ensuite seulement il insole les motifs de test. Dans le cas contraire, aucune correction supplémentaire n'est apportée.

Lors de nos différents tests, nous nous sommes rendu compte que de nombreuses marques d'alignement étaient mal détectées. Elles ne présentaient pas un contraste suffisant.

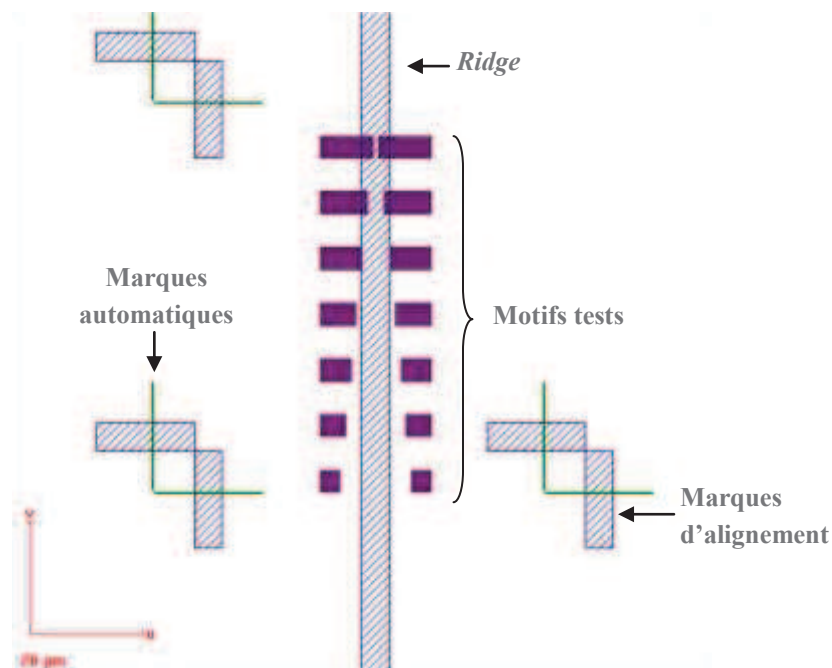


Figure 3.23 : Image de la détection des marques d'alignement.

Cette dernière procédure d'alignement diffère par rapport aux deux autres énoncées précédemment car elle se fait en deux étapes. Elle reprend les mêmes procédures d'alignement que celles évoquées pour la procédure d'alignement automatique avec une petite variante. En effet, cette procédure d'alignement se fait par une première étape qui consiste à insoler uniquement les marques d'alignement avec des carrés dits de « dégagement » représentés sur la Figure 3.24. L'échantillon est ensuite sorti du RAITH, les marques d'alignement sont révélées puis l'échantillon est inséré une seconde fois dans le RAITH pour l'insolation des miroirs. Ce choix d'exposer uniquement les marques d'alignement en premier lieu a été fait de façon à améliorer la précision de l'alignement des deux lithographies. Il est bien évident que les carrés de dégagement une fois révélés permettent d'obtenir un meilleur contraste des marques d'alignement en raison de la suppression de la résine. Un exemple de balayage d'une marque d'alignement est illustré par le graphique de la Figure 3.25, celui-ci montre bien la nette détection des bordures de la marque.

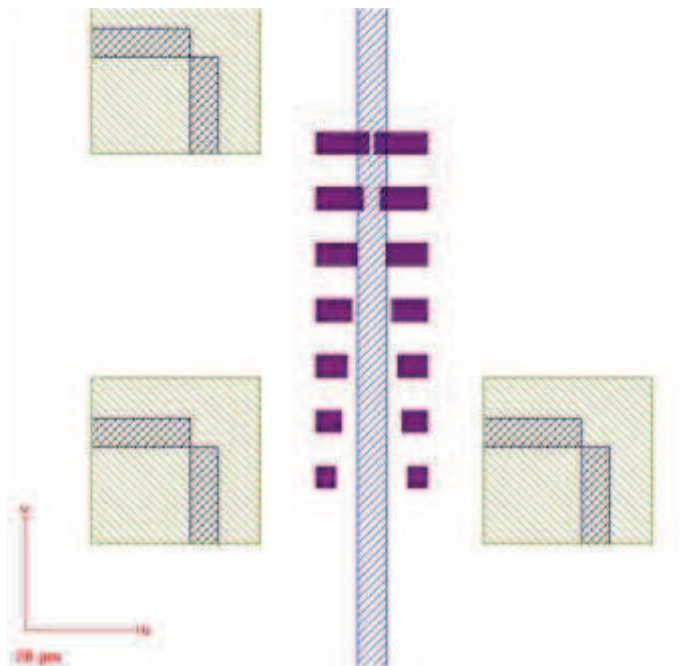


Figure 3.24 : Détails des motifs tests avec les carrés de dégagement servant à insoler lors d'une première étape les marques d'alignement.

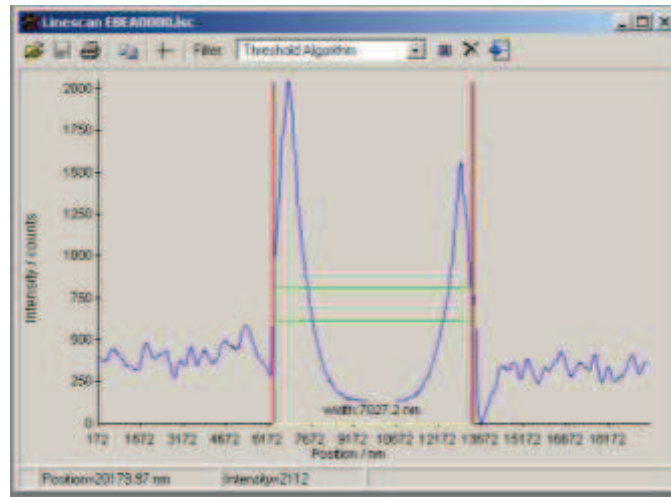


Figure 3.25 : Exemple de graphique de la détection d'une marque automatique.

d. RESULTATS DES DIFFERENTES METHODES

De façon systématique, nous avons observé au microscope électronique tous les motifs insolés. La Figure 3.26 présente de gauche à droite les résultats successifs de l'alignement manuel, l'alignement automatique puis ceux de l'alignement que nous avons mis en place. Comme on peut le voir sur l'image de gauche, le réalignement de la lithographie électronique avec la lithographie optique n'est pas au point puisque les motifs sont bien décalés vers la droite. Un décalage moyen de $1.475 \mu\text{m}$ entre les deux lithographies est mesuré. L'image du milieu correspond à l'exposition faite de manière automatique, les marques automatiques réalisées sur les marques d'alignement sont bien visibles avec le balayage en blanc présent sur ces dernières. Le décalage moyen mesuré sur une vingtaine de motifs est moins manifeste mais il reste important puisque il est de $0.662 \mu\text{m}$.

La troisième procédure d'alignement nous a permis d'obtenir, comme on peut le voir sur l'image de droite, un meilleur alignement d'une valeur moyennée, également sur une vingtaine de motifs, de $0.209 \mu\text{m}$. Les carrés blancs qui se trouvent autour des marques d'alignement sont le résultat de la première étape d'insolation qui consiste à insoler ces dernières. La mesure obtenue du réalignement entre les lithographies optique et électronique correspond à la précision de fabrication des masques optiques, elle est donc optimale.

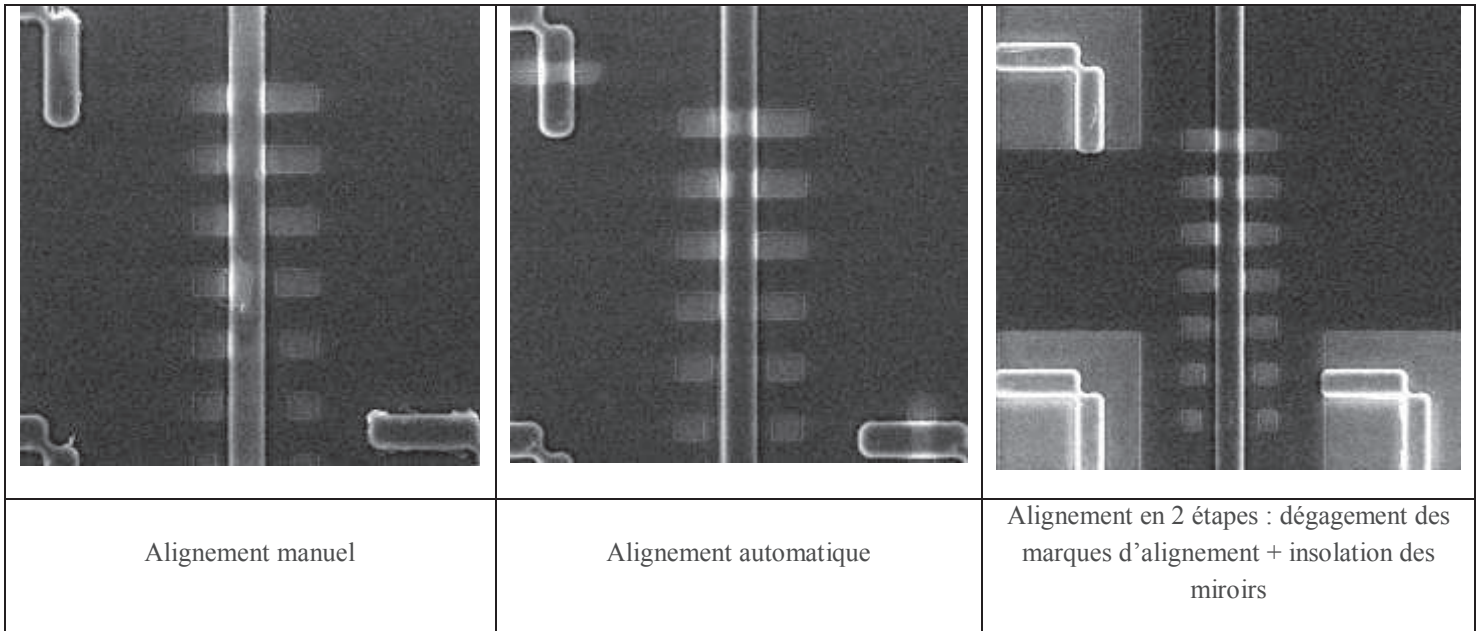


Figure 3.26 : Images des motifs insolés par les différentes méthodes d'alignement.

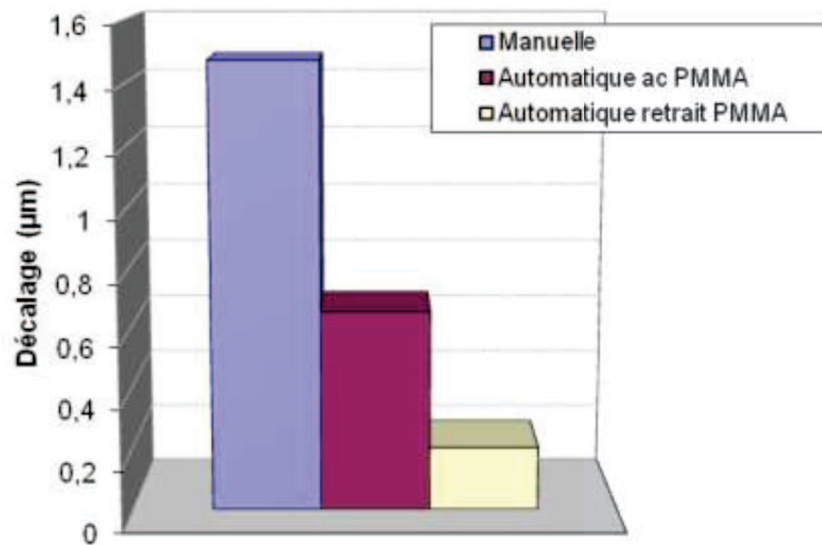


Figure 3.27 : Evolution de la précision de l'alignement entre les lithographies optique et électronique pour chaque procédure d'alignement.

Le graphique ci-dessus (Figure 3.27) retrace l'évolution du réalignement entre les deux lithographies.

En conclusion, la procédure optimale pour réaligner la lithographie électronique avec la lithographie optique est celle qui se fait en deux étapes. Dans la suite du procédé, cette dernière sera systématiquement utilisée.

Après chaque lithographie électronique des miroirs il nous est possible de cartographier les résultats de la procédure automatique d'alignement, c'est-à-dire de savoir pour chaque miroir si la correction automatique a été appliquée ou non. Cette procédure de vérification s'effectue à partir d'un fichier d'exploitation généré par le RAITH.

III.4.2. REALISATION DES MIROIRS A CRISTAUX PHOTONIQUES

A partir de la mise au point de l'alignement entre les lithographies optique et électronique, nous poursuivons l'enchaînement du procédé de réalisation des cavités couplées en nous appuyant sur la procédure mise en place pour la gravure profonde.

Nous récapitulons successivement les différentes opérations. Une fois la gravure des rubans effectuée, nous effectuons un dépôt de silice de 200 nm suivi d'une enduction de résine PMMA. L'insolation électronique s'effectue en deux temps comme établi ci-dessus, avec l'ouverture des carrés de dégagement suivi de l'écriture des miroirs proprement dite. Ensuite nous procédons à la gravure du masque intermédiaire de silice en utilisant les conditions répertoriées au Tableau 3.1 suivi d'un plasma d'oxygène pour éviter tout redépôt et enlever simultanément la résine résiduelle. A partir de ce masque dur, nous appliquons 4 fois le procédé de gravure par cycle comportant 3 phases (cf. Tableau 3.4) pour atteindre des profondeurs de gravure de l'ordre 1.5 μm pour des diamètres de 350 nm.

III.5. ISOLATION POUR PRISE DE CONTACTS

Après l'étape de gravure profonde du miroir intracavité, nous poursuivons le procédé technologique avec la réalisation de l'isolation électrique du composant. Nous avons choisi la silice comme matériau d'isolation. Nous déposons 300 nm de silice sur toute la surface de l'échantillon. Il s'agit maintenant d'ouvrir la silice sur le haut des rubans de manière à permettre la prise du contact électrique. Au début de nos travaux, nous avons opté pour la lithographie optique. Cependant, compte tenu des difficultés pour ouvrir le haut du ruban en raison de la tolérance d'alignement de 1 μm sur des longueurs millimétriques et de l'opacité du masque, nous avons eu recours à la lithographie électronique.

Nous avons utilisé à nouveau la résine PMMA diluée dans l'anisole dans les mêmes conditions que celles utilisées pour les cristaux photoniques. Par contre, nous avons établi de nouvelles conditions d'écriture afin d'obtenir des temps d'écriture non rédhibitoires malgré la surface à balayer. Une tension d'accélération de 20 kV associée à un diaphragme de 30 μm , à des champs de 500 μm , à une taille de pixel de 100 nm a permis de minimiser les temps de déplacements de la platine et d'obtenir une résolution suffisante pour les ouvertures.

Ne disposant pas de motifs d'alignement spécifiques pour cette étape, nous avons suivi la procédure d'alignement manuelle décrite au paragraphe III.4.1. Autrement dit, nous nous sommes alignés manuellement sur les croix de repérage gravées simultanément aux rubans. Nous avons ensuite effectué la calibration du champ et lancé l'insolation. Après révélation, nous avons observé un désalignement très important des ouvertures par rapport au haut des rubans. En fait, nous nous sommes heurtés à un problème de machine. Pour nous aligner correctement sur les croix, nous utilisons de forts grossissements alors que la calibration des champs de 500 μm s'effectue à un grossissement de seulement 200. Entre les grossissements inférieurs à 500 et supérieurs à 500, il y a un décalage dû à des changements de lentilles. Aussi pour remédier à cet inconvénient, nous avons mis en place une procédure itérative qui consiste après avoir effectué un alignement manuel, à effectuer la calibration du champ, puis un alignement à partir de trois images calées sur les croix de repérage suivi d'une nouvelle calibration du champ et ainsi de suite jusqu'à obtenir des réglages auto consistants.

L'alignement obtenu est illustré, après révélation dans la solution : MIBK/IPA, sur la Figure 3.28.

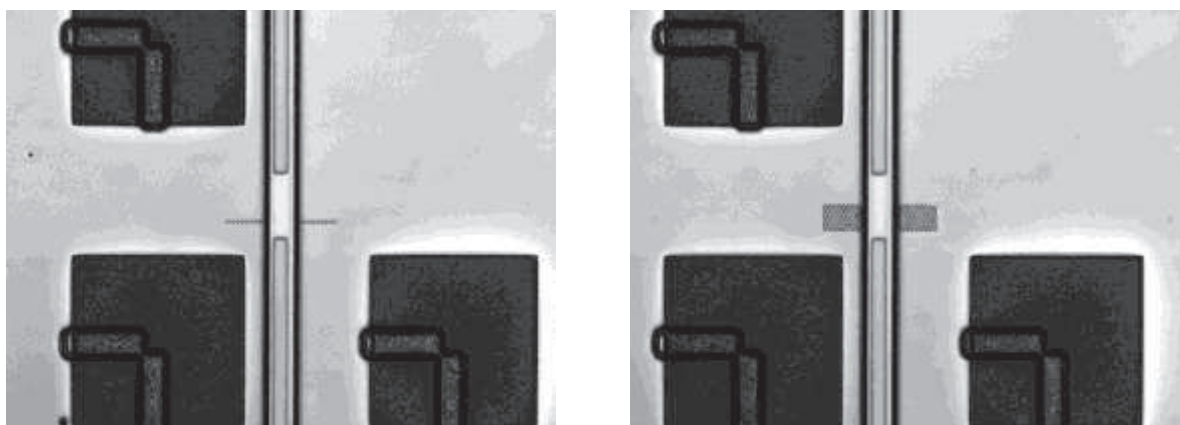


Figure 3.28 : Photographies prises au microscope Confocal, cavités couplées par des cristaux photoniques à 3 et 21 rangées (respectivement images de gauche et de droite).

Les images ci-dessus illustrent bien la précision que demande l'ouverture de la silice au dessus du ruban laser. La procédure d'alignement est bien maîtrisée et nous permet de nous retrouver avec une ouverture bien centrée sur le ruban.

Une fois l'inscription des motifs dans la résine effectuée, nous procédons à la gravure de la silice. Pour cela, nous avons retenu la gravure chimique. En effet, cette gravure n'est pas très critique, elle ne demande pas l'obtention de flancs de gravure verticaux et elle est plus facile et plus rapide d'utilisation. De plus, elle évite d'abîmer la couche de contact ce qui est meilleur d'un point de vue des performances électriques.

Nous utilisons une solution tampon d'acide fluorhydrique, buffer HF, dont la vitesse de gravure est de 150 nm/min. Une durée de 2 min est alors nécessaire pour ouvrir toute la silice sur le haut des rubans. Après un contrôle au microscope optique, la résine électrosensible est ensuite retirée à l'aide de trichloéthylène suivi d'acétone et d'isopropanol pour obtenir un échantillon propre.

III.6. DEPOT DE CONTACTS FACE AVANT ET REPERAGE DES COMPOSANTS

L'étape consacrée aux dépôts de contacts est une étape déterminante pour la résistance série du futur composant. Elle se réalise en plusieurs étapes : une étape de photolithographie qui va définir les zones à métalliser, une étape de désoxydation, une étape de dépôt métallique et enfin un processus de dissolution de la résine ou « lift-off. ».

Le procédé de lift-off nécessite l'emploi d'une résine spécifique qui permet d'obtenir des flancs rentrants autorisant la dissolution de la résine postérieurement au dépôt métallique. Pour les premiers composants réalisés, nous avons utilisé de la résine AZ5214 et ensuite une résine mieux adaptée : de la nLOF. Il est à préciser que juste avant l'enduction de résine, nous déposons un promoteur d'adhérence qui est de l'Hexamethyldisilazane, nommé HMDS. Ce dernier permet d'assurer une bonne adhérence de la résine sur la silice et ce, de manière reproductible. Ce dépôt s'est avéré indispensable car lors de précédents essais, nous avons constaté une mauvaise qualité de photolithographie due à la mauvaise cohésion de la résine sur la couche de silice.

Après révélation et désoxydation, l'échantillon est introduit dans un bâti d'évaporation par canon d'électrons où sont déposés du titane et de l'or avec des épaisseurs respectives de 1000 Å et 5000 Å. L'échantillon est maintenu en rotation durant le dépôt pour éviter les effets d'ombre et garantir son uniformité sur toute la surface de l'échantillon.

Nous procédons ensuite au lift-off en plongeant l'échantillon dans un bain d'acétone.

La Figure 3.29 représente, à gauche, une vue d'ensemble du troisième niveau de masque avec les zones de métallisation en vert. Notons la présence de lettres et de chiffres qui ont été insérés afin de pouvoir repérer les lasers une fois clivés car chaque

laser possède un miroir intracavité différent et qui se répète sur la plaque. A droite est illustré un zoom d'une cavité couplée. Le masque de lithographie électronique avec les cristaux photoniques n'est pas représenté. On distingue bien les différents masques utilisés, avec le premier qui définit le ruban laser (en violet), le second (ou plutôt troisième si l'on compte celui relatif à la définition des cristaux photoniques le long du ruban laser) qui représente l'ouverture de la silice et enfin celui correspondant aux zones de métallisation.

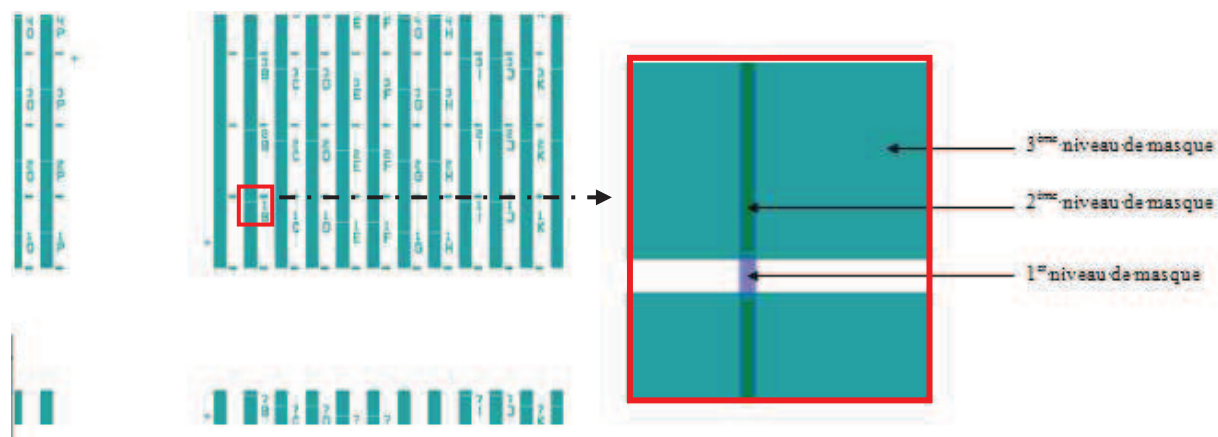


Figure 3.29 : Vue d'ensemble du masque de métallisation (à gauche) et zoom d'une zone à cavité couplée avec mise en évidence des 3 niveaux de masque (à droite).

La Figure 3.30 et la Figure 3.31 présentent des photographies MEB vue de dessus et de biais de la zone de couplage d'une cavité couplée par des cristaux photoniques. Une vue générale des dispositifs est donnée à la Figure 3.32.

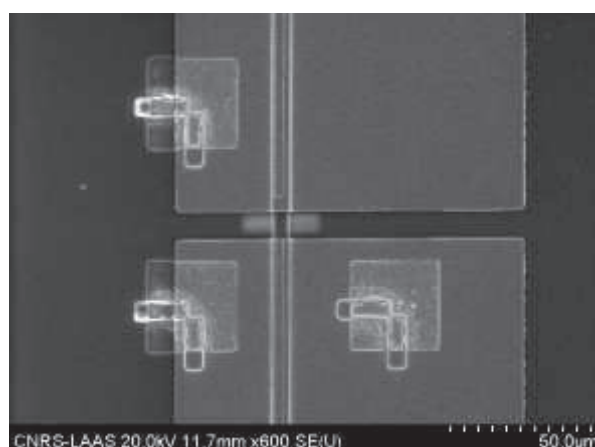
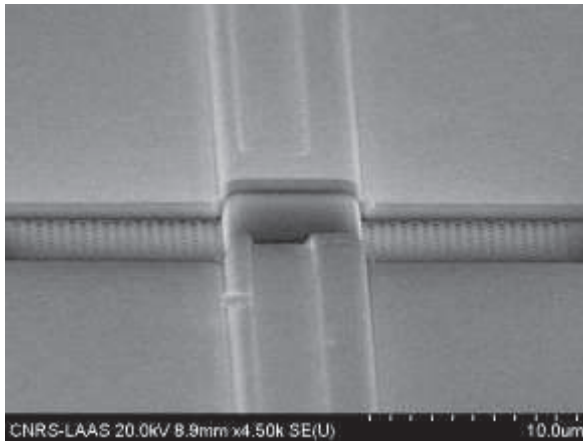
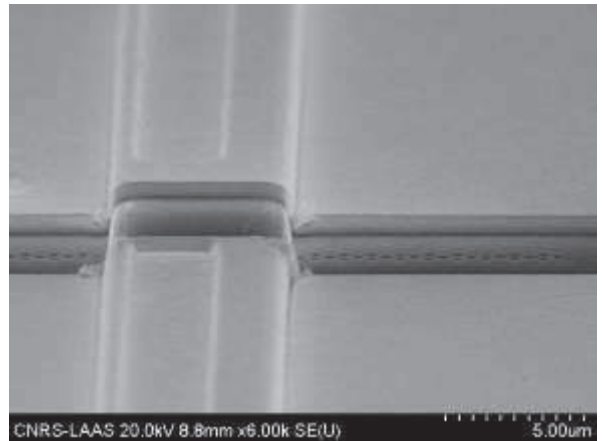


Figure 3.30 : Vue du dessus d'une cavité couplée par des cristaux photoniques après métallisation (photo MEB).



Cavité couplée par des cristaux photoniques à 21 rangées



Cavité couplée par des cristaux photoniques à 3 rangées

Figure 3.31 : Photographies MEB du composant final.

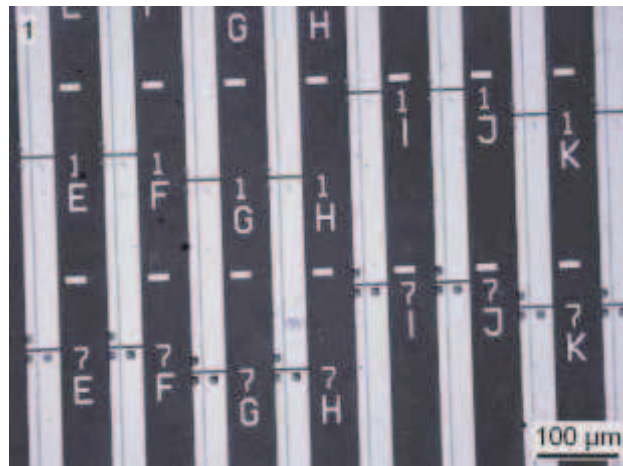


Figure 3.32 : Vue générale de l'échantillon après le procédé technologique complet.

III.7. AMINCISSEMENT, METALLISATION FACE-ARRIERE, CLIVAGE ET MONTAGE DES DIODES

L'ensemble des opérations qui vient d'être détaillé a été effectué sur la face avant de l'échantillon. Il a permis de définir les structures à cavités couplées. A ce stade, il reste à traiter la face arrière pour finaliser la fabrication des composants.

De manière usuelle, par rapport à la réalisation de diodes laser conventionnelles, le substrat est aminci jusqu'à une épaisseur de 100 μm pour permettre le clivage des composants qui définira les longueurs de cavités. Le dépôt métallique face-arrière est effectué par pulvérisation cathodique après désoxydation. Il se compose d'un alliage d'or-germanium suivi de nickel puis d'or avec des épaisseurs respectives de 2000 \AA /400 \AA /2000 \AA .

Le dépôt face arrière terminé, nous procédons au clivage des barrettes puis à la découpe individuelle des lasers.

Les composants sont prêts à être caractérisés et éventuellement montés sur embases en cuivre. Leur caractérisation fait l'objet du chapitre suivant.

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous nous sommes consacrés à la réalisation de diodes lasers à cavités couplées par un miroir à cristal photonique dans la filière AlGaAsSb.

Dans un premier temps, nous avons présenté le développement d'un procédé de gravure profonde à fort rapport d'aspect pour la réalisation des cristaux photoniques. A partir des différents procédés rapportés dans la littérature et des travaux menés au LAAS dans la filière GaAs, nous avons défini un masque de gravure bicouche constitué d'un empilement de silice et de résine, suffisamment robuste pour répondre à nos exigences en terme de profondeur de gravure des motifs submicroniques à réaliser. Nous avons mis en évidence les limitations d'un procédé de gravure comportant une seule étape et la nécessité de protéger les flancs au cours de la gravure pour éviter la gravure latérale des motifs. Nous avons développé un procédé multi-étapes alternant un plasma de gravure à un plasma d'oxydation et à un plasma de passivation qui a permis d'atteindre des profondeurs de 1.45 μm pour des diamètres de 350 nm dans des alliages AlGaAsSb à très forte teneur en aluminium. Le verrou technologique existant au début du projet a été de ce fait levé.

Nous avons ensuite proposé et élaboré un procédé technologique complet pour la réalisation des diodes laser à cavités couplées par cristal photonique. Nous avons développé une procédure d'alignement entre les lithographies optique et électronique qui permet de positionner le miroir à cristal photonique par rapport au ruban laser à la précision de fabrication du masque optique qui est de 200 nm. Pour remédier aux difficultés d'ouverture du haut du ruban de manière optique, nous avons eu recours à la lithographie électronique. Nous avons établi des conditions d'écriture compatibles avec un temps d'écriture non rédhibitoire et nous avons mis en place une procédure itérative entre l'alignement sur l'échantillon et la calibration du champ pour centrer correctement l'ouverture de l'isolation par rapport aux rubans.

Ces briques associées au procédé de gravure multi-étapes ont permis d'aboutir à la réalisation de plusieurs lots de structures dont les caractérisations font l'objet du chapitre suivant.

REFERENCES

- [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 Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 205-15, 2002.
- [2]. 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.
- [3]. J. W. Lee, M. W. Devre, B.H.Reelfs, D; Johnson and J.N Sasserath, "Advanced selective dry etchin of GaAs/AlGaAs in high density inductively coupled plasmas", *Journal of Vaccuum. Science. And Technology A*, vol.18, pp. 1220-1224, 2000.
- [4]. J. Werking, J. Schramm, C. Nguyen, E. L. Hu and H. Kroemer, *Applied Physics Letters*, vol. 58, 2003.
- [5]. R. J. Shul, A. J. Howard, C. B. Vartuli, P. A. Barnes and S. Weng, *Journal of Vacuum Science and Technology A*, vol. 14, p. 1102, 1996.
- [6]. S. Agarwala, S. C. Horst, O. King, R. Wilson, D. Stone, M. Dagenais, Y. J. Chen, "High-density inductively coupled plasma etching of GaAs/AlGaAs in BC13/Cl2/Ar : A study using mixture design experiment, *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 16, pp. 511-514, 1998.
- [7]. 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.
- [8]. 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.
- [9]. 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.
- [10]. L. Jalabert, P. Dubreuil, F. Carcenac, S. Pinaud, L. Salvagnac, H. Granier, C. Fontaine, "High aspect ratio GaAs nanowires made by ICP-RIE etching using Cl₂/N₂ chemistry", in *Microelectronic Engineering 85* , 1173-1178, 2008.
- [11]. T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner, and N. Bouadma, *Journal of Vacuum Science and Technology B* 19, 2775, 2001.
- [12]. 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.
- [13]. 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-dimensionl InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching", *Journal of Applied Physics*, 95, 2242, 2004.
- [14]. P. Strasser, R. Wuest, F. Robin, D. Emi, H. Jackel, « 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, 2007.
- [15]. R.v.d. Heijden et al, *Proceedings SPIE 5450*, 523, 2004.

- [16]. 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.
- [17]. 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.
- [18]. B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005.
- [19]. 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.
- [20]. 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", *Microelectronics Engineering*. 61-62, 875, 2002.
- [21]. 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.
- [22]. A. Larrue, « Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 µm en filière GaAs », Université de Toulouse III, 2009.
- [23]. L. Zhang, L. F. Lester, R. J. Shul, C. G. Willison and R. P. Leavitt, "Inductively coupled plasma etching of III-V antimonides in BCl₃/Ar and Cl₂/Ar", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 17, pp. 965-969, 1999.
- [24]. A. R. Giehl, M. Kessler, A. Grosse, N. Herhammer and H. Fouckhardt, "Deep reactive ion etching of GaSb in Cl₂/Ar-plasma discharges using single-layer soft mask technologies", *Journal of Micromechanics. Microengineering*. 13, pp.238-245, 2002.
- [25]. A. Bauer, M. Muller, T. Lehnhardt, K. Kobner, M. Hummer and A. Forchel, "GaSb-based lasers with two dimensional photonic crystal mirrors", *Nanotechnology* 19, 015203, 2007.
- [26]. A. Larrue, P. Dubreuil, D. Belharet, F. Carcenac, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, "Masking strategy for all ICP-RIE etching of high aspect ratio Photonic Crystals in GaAs", JNTE, Toulouse, France, 2008.
- [27]. R. Wüest, P. Strasser, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, *J. Vac. Sci. Technol. B* 23, 3197, 2005.
- [28]. R. G. Brandes et R. H. Dudley, *Journal of The Electrochemical Society* 120, 140, 1973.
- [29]. D. L. Flamm, M. V. Donnelly, et D. E. Ibbotson, *VLSI Electronics Microstructure Science*, Orlando, 1984.
- [30]. H. F. Winters and J. W. Coburn, *Surf. Sci. Rep.* 14, 161, 1992.
- [31]. R.A Heinecke, *Solid State Electronics*, Vol.18, p. 1146, 1975.
- [32]. L.M Ephrath, E.J Petrillo « Parameter and reactor dependence of selective oxide RIE in CF₄+H₂ », *Journal of The Electrochemical Society*, Vol.129, pp.2282-2287, 1982.

- [33]. D. Fuard, "Etude et caractérisation avancées des procédés plasma pour les technologies sub-0.1 μ m", Université d'Orléans, 2003.
- [34]. S. J. Pearton and D. R. Norton, "Dry etching of electronic oxides, polymers, and semiconductors." *Plasma Processes and Polymers* 2(1): 16-37, 2005.
- [35]. F. H. Ko, J. K. Chen and F. C. Chang, "Fabricating and characterizing oblique polymer structures by electron beam writing on resist-coated SiO₂ wafers." *Microelectronic Engineering* 83(4-9): 1132-1137, 2006.
- [36]. S. Hernandez, « Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à 0.85 μ m », Université de Toulouse III, 2008.
- [37]. A. R. Godfrey, S. J. Ullal, L. B. Braly, E. A. Edelberg, V. Vahedi, and E. S. Aydil, "New diagnostic method for monitoring plasma reactor walls: Multiple total internal reflection Fourier transform infrared surface probe", *Review of Scientific Instruments*, vol.72, pp. 3260-3269, 2001.
- [38]. B.Messant, "Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à 1.3 μ m », Université Paul Sabatier de Toulouse, Toulouse, 2006.
- [39]. A.Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, F. Lozes- Dupuy and S. Moumdji, "ICP-etching of high aspect ratio 2D photonic crystals in Al-rich AlGaAs and AlGaAsSb", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, en cours de publication.
- [40]. 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.
- [41]. 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.
- [42]. 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.
- [43]. S. Golka, S. Schartner, W. Schrenk and G. Strasser, "Low bias reactive ion etching of GaAs with a SiCl₄/N₂/O₂ time-multiplexed process", *Journal of Vacuum. Science and Technology B*, vol. 25, pp. 839-844, 2007.
- [44]. K. A. Atlasov, P. Gallo, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon, "Effect of sidewall passivation in BCl₃/N₂ inductively coupled plasma etching of two-dimensional GaAs photonic crystals," *Journal of Vacuum. Science and Technology B*, vol. 27, pp. L21-L24, 2009.
- [45]. M. Volatier, D. Duchesne, R. Morandotti, R. Arès and V. Aimez, « Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂-promoted passivation », *Nanotechnology* 21, 134014, 2010.
- [46]. F. Lärmer and A. Schlip, German Patent No. DE4241045 C1 _1994_; U.S. Patent No. 5501893, 1996.
- [47]. 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.

CHAPITRE 4 :

CARACTERISATIONS ELECTRIQUES & SPECTRALES DES COMPOSANTS

I. INTRODUCTION

Ce chapitre va nous permettre d'expliciter les caractéristiques électriques et spectrales de nos composants. Rappelons ici le cahier des charges des composants développés dans le cadre du projet CRISPI : un fonctionnement en régime continu et à température ambiante, un rapport de suppression des modes supérieur à 25 dB, une accordabilité continue de 1 nm sur un mode longitudinal. Nous allons, dans une première partie, discuter des caractéristiques des composants émettant à 2.6 μm . Nous rappelons que pour cette longueur d'onde les diodes laser réalisées sont des composants à cavités couplées par des cristaux photoniques placés de part et d'autre du ruban laser. Pour cette première étude, nous présentons le mode opératoire mis en place. Ensuite, les caractérisations électriques et spectrales sont données et commentées.

Dans une seconde partie, nous donnons les interprétations découlant des diverses mesures effectuées sur les lasers à 2.3 μm . Hormis la différence de gamme spectrale, le principal changement de cette série de diodes vient du fait que le miroir à cristal photonique n'est plus latéral mais traverse le ruban laser.

II. LASERS EMETTANT A 2.6 μm

Dans ce paragraphe, nous présentons et analysons le premier lot de composants qui a été fabriqué. Le procédé développé dans le chapitre précédent a été appliqué sur la structure émettant à 2.6 μm de référence A186 qui a déjà été décrite sur la Figure 2.11 et dans le Tableau 2.3.

II.1. DESCRIPTION DES COMPOSANTS

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté le procédé technologique pour la réalisation de nos composants. Comme nous l'avons mentionné, le masque que nous avons conçu permet d'avoir un large éventail de lasers avec des caractéristiques bien différentes.

Une vue générale d'une cellule est donnée à la Figure 4.1. Chaque cellule peut être séparée en 7 barrettes numérotées de 1 à 7. Nous avons défini des longueurs nominales de cavités de 700 μm pour les barrettes de 1 à 6 et de 800 μm pour les barrettes 7. Les positions nominales de clivage sont repérées sur la cellule par des motifs spécifiques. Chaque barrette comporte 16 lasers qui sont repérés sur le niveau de métallisation par des lettres de A à P et qui se répartissent comme suit : un ruban Fabry-Pérot standard, situé à l'extrême gauche de la cellule, et quinze structures à cavités couplées qui comportent des repères pour la localisation des miroirs.

Aussi, nous disposons de 7 barrettes, comportant 15 possibilités de miroirs gravés différents. Un tel masque nous permet de jouer sur plusieurs paramètres tels que le type de miroir sur chaque ruban et les longueurs des sections des cavités couplées.

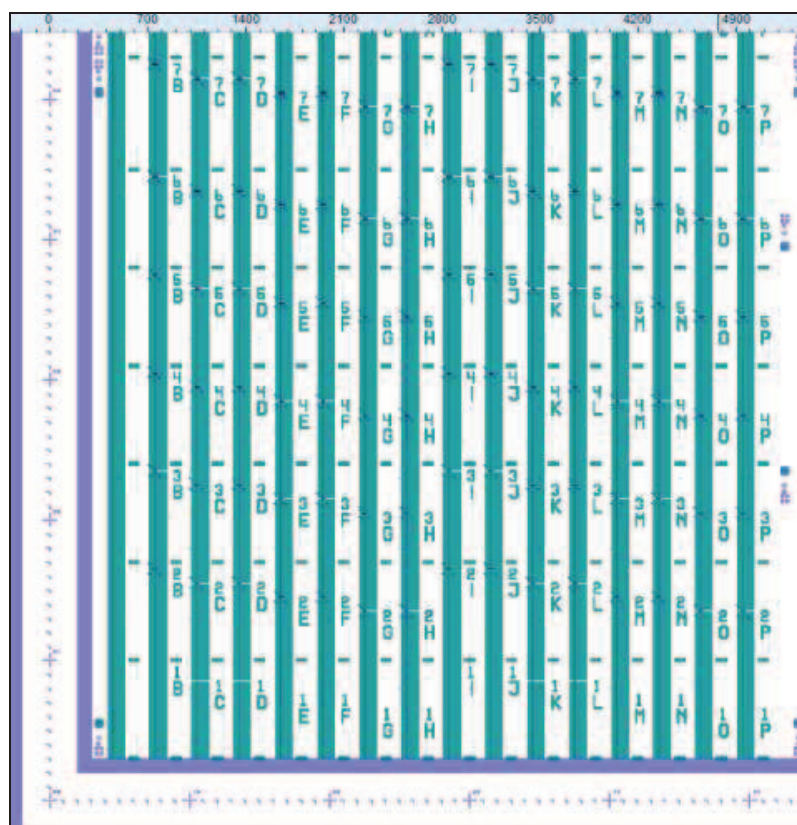


Figure 4.1 : Vue générale d'une cellule (5*5 mm²) du jeu de masque complet de notre procédé de fabrication.

Sur ce premier jeu de masques, nous avons choisi de fixer un type de miroir par barrette et de faire varier sa position au sein du composant pour modifier les longueurs respectives des deux sections de laser à laser. Le Tableau 4.1 indique les longueurs nominales des sections en fonction des différentes barrettes et des lasers. Le Tableau 4.2 présente les différents types de miroirs.

Barrettes Noms du laser	1 à 6	7
	B, I, J	L1 = 650, L2 = 50
C, D, K, L	L1 = 550, L2 = 150	L1 = 650, L2 = 150
E, F, M, N	L1 = 450, L2 = 250	L1 = 550, L2 = 250
G, H, O, P	L1 = 350, L2 = 350	L1 = 450, L2 = 350

Tableau 4.1 : Longueurs nominales des sections en fonction des barrettes et des lasers –L1 : longueur de la 1^{ère} section (μm), L2 : longueur de la 2^{de} section (μm)-

Barrettes	Types de miroirs
1	Sans miroir
2	Tranchée traversante (0,5*30) μm
3	Tranchée de part et d'autre (0,5*12,3) μm
4	Miroir à CPs à 3 rangées
5	Miroir à CPs à 5 rangées
6	Miroir à CPs à 11 rangées
7	Miroir à CPs à 21 rangées

Tableau 4.2 : Les différents types de miroirs présents sur le masque en fonction du numéro de barrette considéré.

Nous pouvons ainsi disposer en fonction du clivage de cavités symétriques et d'autres totalement dissymétriques.

Une fois le procédé technologique fini, les lasers sont clivés. La Figure 4.2 illustre le composant laser après le clivage. Les composants sont testés une première fois, sous pointes, au LAAS, afin de vérifier si ces derniers présentent une émission laser. Ils sont ensuite envoyés à l'IES pour une caractérisation approfondie qui nécessite au préalable leur report sur une embase en cuivre pour améliorer la dissipation thermique du composant. Comme le montre la Figure 4.3, deux plaques de céramiques sont nécessaires pour contacter les deux cavités, les céramiques sont reliées à la diode laser par un fil d'or.

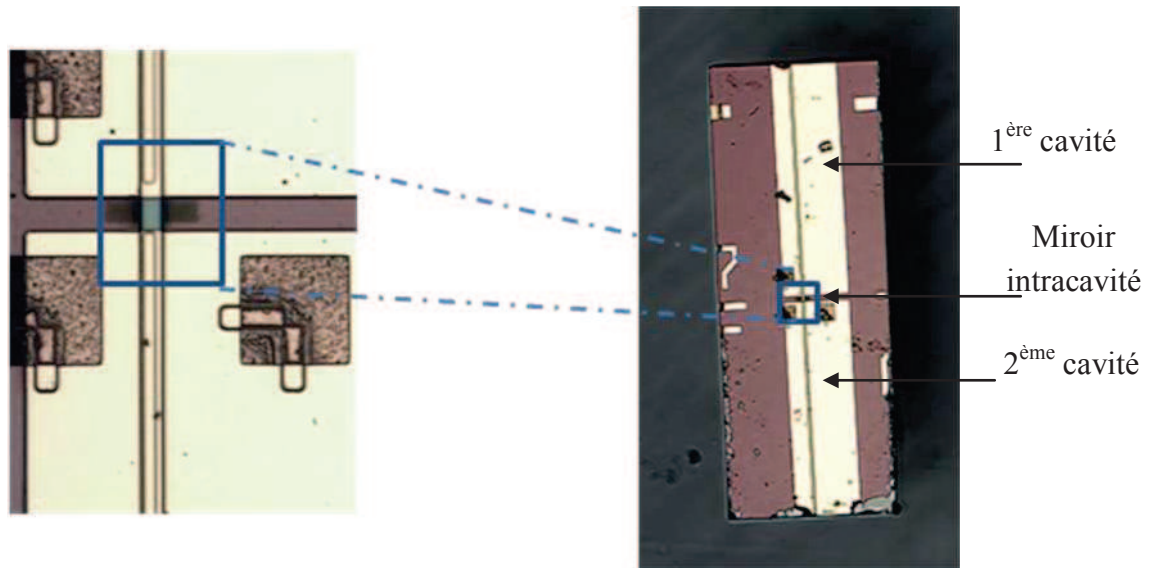


Figure 4.2 : Vue du dessus du composant final une fois clivé (à droite), zoom sur la zone de couplage (à gauche).

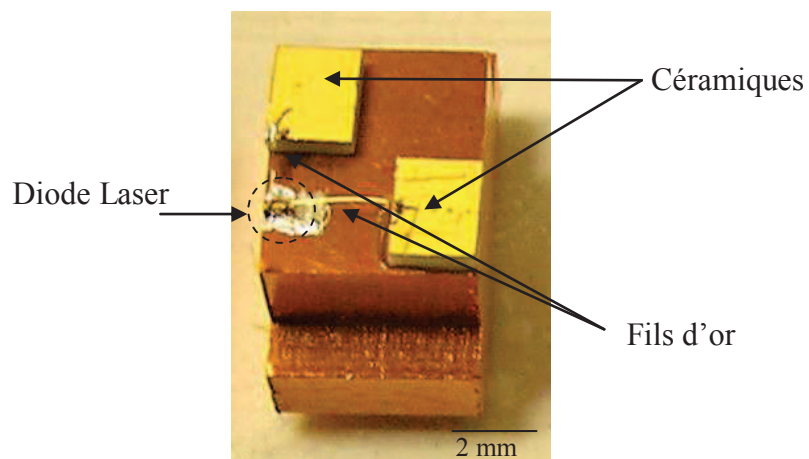


Figure 4.3 : Montage des lasers sur embase en cuivre.

Nous avons dû adapter les supports sur lesquels nos composants étaient placés. En effet, les embases utilisées à l'IES sont habituellement appropriées à des lasers à un seul contact. La Figure 4.4 illustre notre support mis au point.

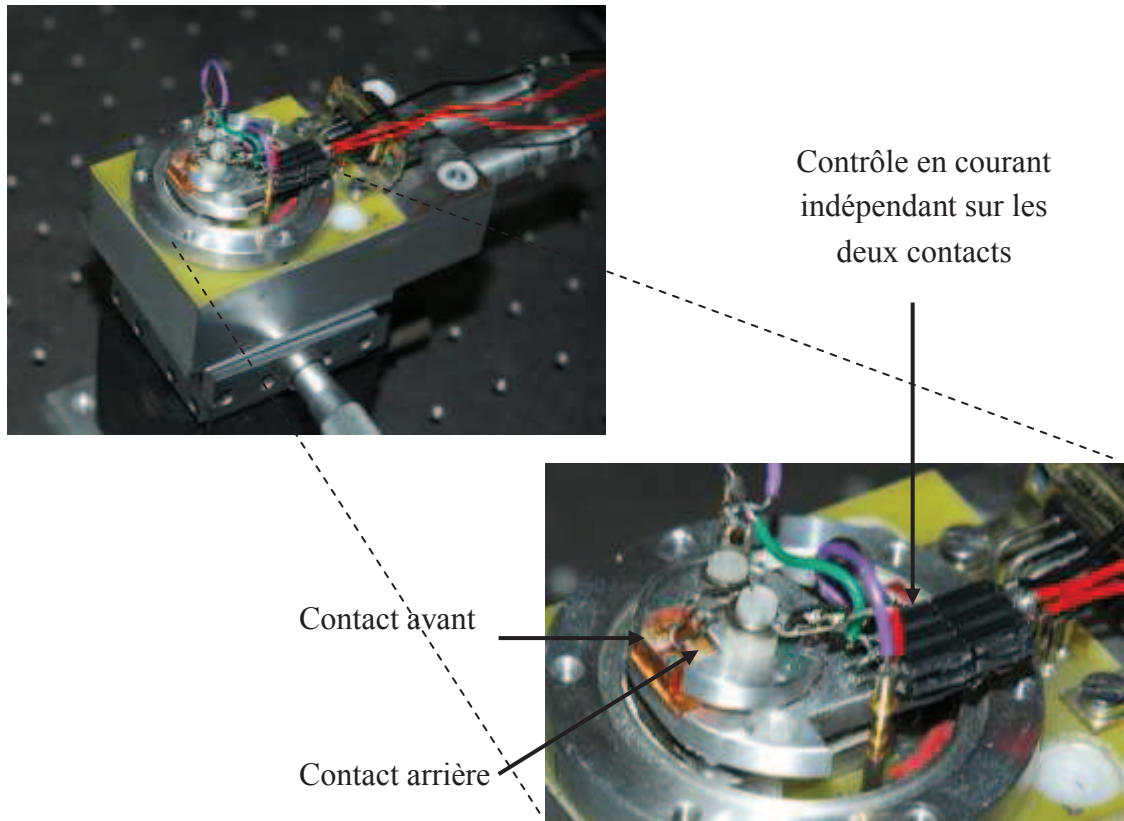


Figure 4.4 : Au dessus, vue d'ensemble du support sur lequel est placée l'embase en cuivre. Au dessous, zoom sur le support avec la mise en évidence de la pièce ajoutée pour la prise des deux contacts.

II.2. CARACTERISATIONS DU RUBAN DE REFERENCE

Nous rappelons tout d'abord les caractérisations élémentaires des diodes laser. Elles consistent à mesurer l'évolution de la puissance optique $P(I)$ et de la tension aux bornes du laser $V(I)$ en fonction du courant de polarisation. La caractéristique $P(I)$ permet d'extraire le courant de seuil de la diode et sa variation en fonction de la température permet de déterminer le paramètre de température caractéristique T_0 , qui constitue un critère de qualité en rendant compte de la sensibilité thermique de la structure. T_0 se détermine par un calcul basé sur la relation 4.1.

$$I_{th} = I_o * \exp(T/T_0) \quad (4.1)$$

A partir des courbes $V(I)$, nous pouvons déduire la tension de coude qui est un paramètre caractéristique du milieu actif ainsi que la résistance série de la diode.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, le masque comporte, hormis des lasers à cavités couplées, un laser Fabry-Pérot standard. Ce laser a été testé sous pointes au LAAS, le graphique de la Figure 4.5 montre ses caractéristiques obtenues en continu et à température ambiante. Un courant de seuil I_{th} de 31 mA, à 25 °C, a pu être mesuré ainsi qu'une température caractéristique T_0 de 45 K. Ce courant de seuil correspond à une densité de courant de seuil de l'ordre de 885 A/cm², valeur relativement élevée due à l'étalement des lignes de courants en dehors du ruban : des densités de 305 A/cm² tout à fait correctes ont été obtenues sur des rubans de 80 μm de large dans le cas d'une technologie standard. En revanche, le T_0 calculé est faible, résultant *a priori* d'une résistance thermique élevée à cause du fonctionnement sous pointes.

Précisons ici que la photodiode utilisée au LAAS n'a pas été étalonnée, de ce fait la puissance indiquée est en unité arbitraire.

La courbe $V(I)$ mesurée à 25 C présente une tension de coude de 0.8 V environ et une résistance série de 4 Ω.

Ces résultats permettent ainsi de valider le procédé technologique de réalisation qui a été mis en place.

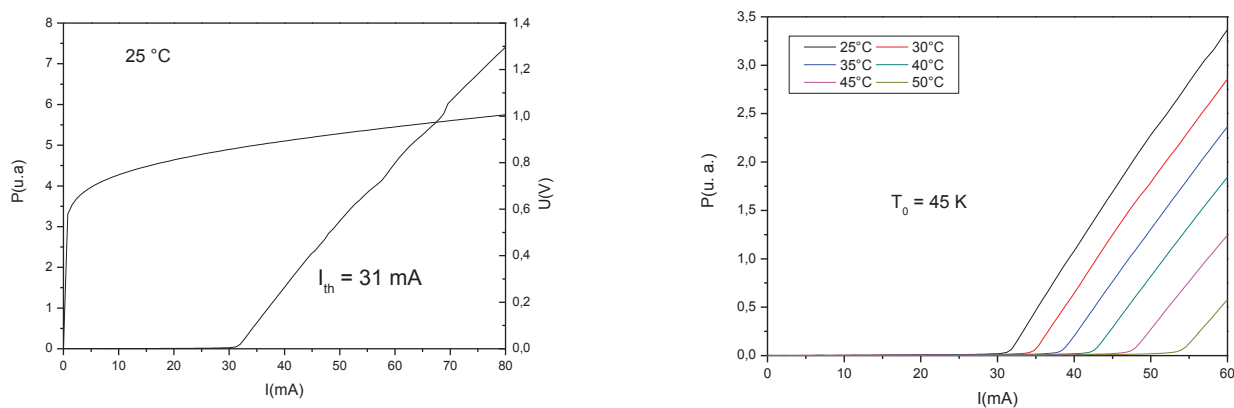


Figure 4.5 : $P(I)$ et $V(I)$ du laser ruban (700 μm de long) mesuré à 25°C (à gauche) et à différentes températures allant de 25°C à 30°C (à droite).

II.3. CARACTERISATIONS DES LASERS A CAVITES COUPLEES

II.3.1. CARACTERISATIONS EN COURT-CIRCUIT

Dans une première étape, les caractérisations entreprises sont effectuées sous pointes en court-circuitant les deux cavités et en les polarisant par conséquent de façon identique. De ce fait une seule alimentation est utilisée et on injecte un courant qui se répartit dans les deux cavités. L'intérêt est de faciliter les caractérisations et de dégager les configurations les plus pertinentes avant montage des composants qui constitue une étape délicate.

Des caractérisations sous pointes ont été effectuées sur différents composants dont les longueurs de cavités ainsi que les miroirs intracavité différaient. En premier lieu, on a pu noter qu'en l'absence de miroir le courant de seuil restait quasiment identique quelles que soient les longueurs respectives des sections, et que sa valeur était comparable à celle du ruban de référence. Aussi, l'introduction dans la cavité d'une zone non pompée ne génère pas de pertes supplémentaires dans la cavité. Par contre, l'introduction du miroir entraîne systématiquement une légère augmentation du courant de seuil qui s'accompagne généralement d'une augmentation du rendement.

Parmi l'ensemble des structures, nous avons sélectionné et reporté sur embase deux diodes à cavités couplées différentes pour approfondir leur caractérisation. Il s'agit des composants P7 et D6. Leurs géométries sont reportées dans le Tableau 4.3. La diode P7 présente des longueurs de cavités quasi symétriques alors que la diode D6 possède des cavités très dissymétriques. Il faut souligner que l'embase en cuivre que nous utilisons à ce stade ne nous permet pas de voir l'émission des deux côtés de la diode puisque celle-ci est unidimensionnelle (puissance collectée d'un seul côté du composant). Aussi nous avons choisi arbitrairement un sens lors du montage. La puissance optique mesurée correspondra à celle émise par les sections longues des diodes.

	Longueurs de cavités	Miroir considéré
Laser P7	$L_1 = 432.5 \mu\text{m}$ $L_2 = 391.6 \mu\text{m}$	21 rangées de CPs
Laser D6	$L_1 = 153 \mu\text{m}$ $L_2 = 560 \mu\text{m}$	11 rangées de CPs

Tableau 4.3 : Caractéristiques des lasers P7 et D6.

Les mesures P(I) et V(I) des lasers P7 et D6 sont répertoriées dans les graphes ci-après (Figure 4.6).

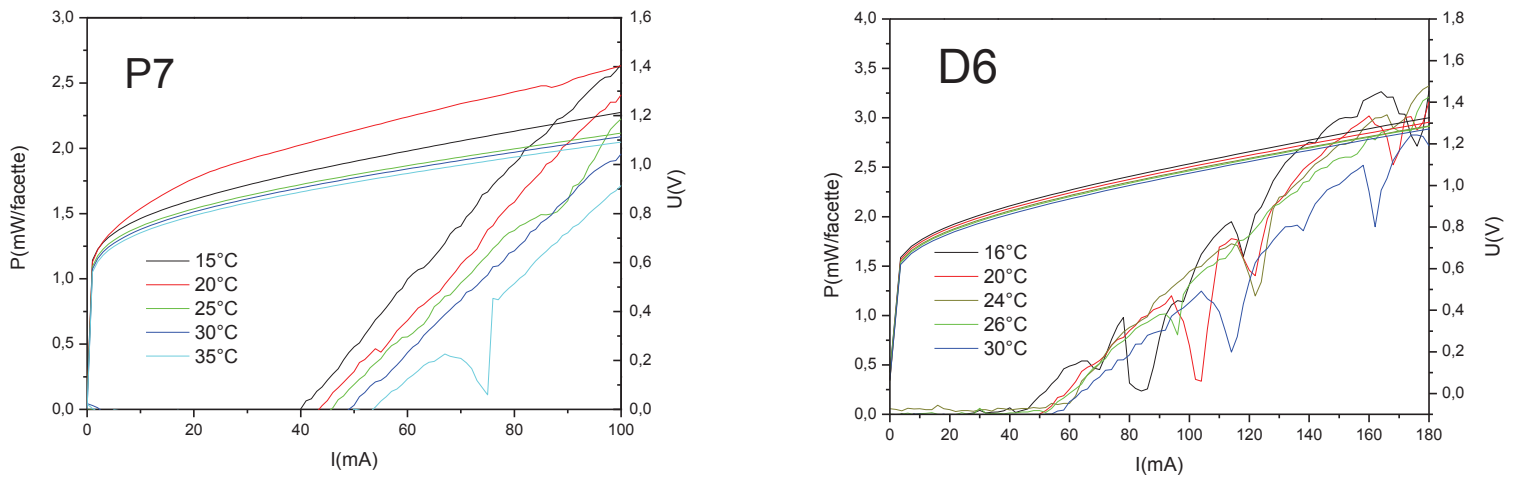


Figure 4.6 : Graphes P(I) et V(I) des composants P7 et D6 pour différentes températures.

Les courants de seuil des deux lasers sont assez semblables. En effet, pour une température avoisinant les 25°C, ils sont aux alentours de 50 mA pour les deux lasers. Aussi, la température caractéristique T_0 de P7 est évaluée à 55 K, celle de D6 est de 53 K. Ces valeurs de T_0 paraissent assez faibles, cependant il est à noter que nos diodes sont montées « up » et donc plus sensibles à la température que des diodes classiques montées « down » et qui présentent des T_0 de 70 à 80 K.

Les diodes présentent des résistances séries de 4 Ω , à 25°C. C'est une valeur typique, elle est le signe d'une bonne technologie. Elles sont du même ordre de grandeur que celles mesurées sur le ruban seul.

Les rendements quantiques respectifs, calculés à partir de la relation 4.2, représentent la fraction des porteurs injectés au dessus du seuil qui sont convertis en photons émis par les facettes. Pour les deux composants ils sont calculés à 14 % (pour P7) et 18 % (pour D6), à 25 °C.

$$\eta_d = \frac{2q}{h\nu} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad (4.2)$$

q représente la charge de l'électron, $\frac{\Delta P}{\Delta I}$ la pente de la courbe P(I) lorsque $I > I_{th}$,

ν est la fréquence d'émission de la diode et h la constante de Planck.

Les creux observés sur les courbes P(I) correspondent à des raies d'absorption de la vapeur d'eau. Ces raies sont suffisamment intenses dans la gamme spectrale d'émission de ces composants pour provoquer une absorption de plus de 50% sur une longueur optique de quelques cm (P(I) réalisé dans l'air ambiant, où la concentration de la vapeur d'eau est de 7750 ppmv).

II.3.2. CARACTERISATIONS EN CAVITES INDEPENDANTES – SANS COURT-CIRCUIT –

Les mesures « sans court-circuit » sont réalisées à l'aide de deux alimentations distinctes. Chaque cavité est donc reliée à une alimentation indépendante. Pour cette première caractérisation on mesure pour un courant fixe injecté dans la cavité arrière, les variations de la puissance et de la tension en fonction du courant injecté dans la cavité avant. Le courant injecté dans la cavité avant varie de 0 à 60 mA, tandis que celui injecté à l'arrière est fixé à différentes valeurs allant de 10 mA à 65 mA par pas de 5 mA.

Par souci de clarté, nous utiliserons les notations suivantes :

- I_L : courant injecté dans la cavité longue
- I_C : courant injecté dans la cavité courte
- P_L : puissance délivrée par la cavité longue

Nous préciserons au niveau de chaque graphique, par un dessin, les conditions de mesure, distinction qui sera utile comme on le verra par la suite pour les caractérisations des lasers à 2.3 μm avec l'utilisation d'une nouvelle embase.

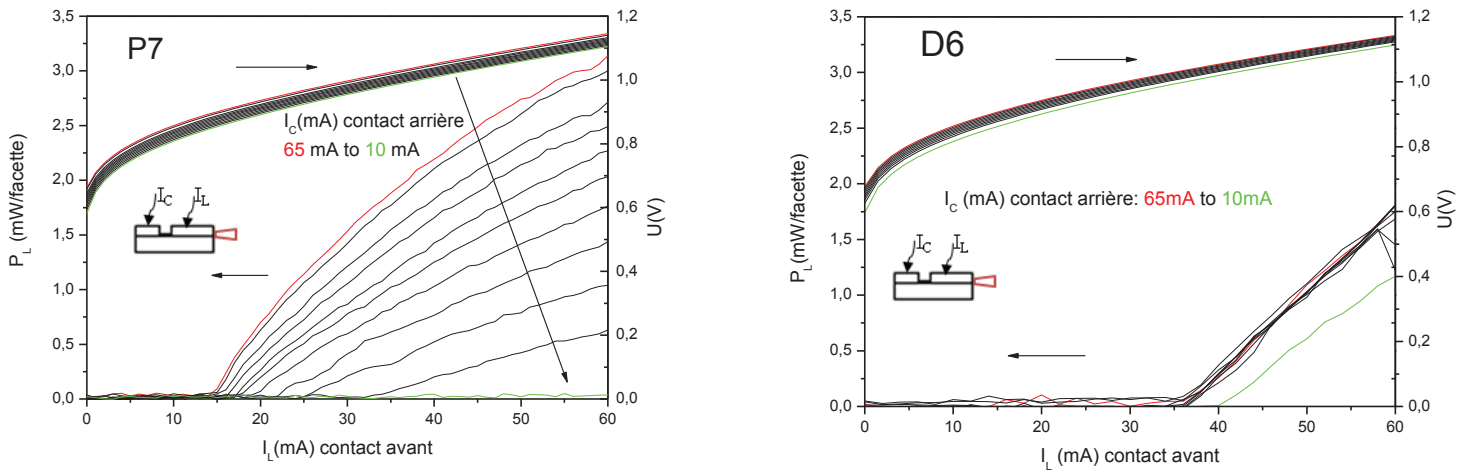


Figure 4.7 : Graphes P(I) et V(I) des composants P7 et D6 sans court-circuit, à 25°C. Les mesures sont réalisées avec un courant fixe injecté dans la cavité arrière tandis que le courant dans la cavité avant varie.

Concernant la diode P7, nous observons que l'émission laser est obtenue pour un courant injecté dans la cavité courte supérieur à 10 mA. En dessous de cette valeur, il n'y a pas d'émission laser. Pour D6 l'effet laser est obtenu dès 10 mA injecté en cavité courte.

De manière générale, les courants de seuil sont plus élevés pour D6 car la cavité longue est plus longue que celle de P7 (560 μm pour D6 et 432.5 μm pour P7). On constate qu'il est cependant nécessaire de pomper la cavité courte pour avoir un effet laser dans la cavité longue. Nous attribuons ce phénomène au fait que, sans pompage électrique, la cavité courte présente des pertes élevées empêchant l'effet laser.

Les courbes V(I) présentent des caractéristiques assez similaires par rapport aux mesures faites en court-circuit, la tension de coude est de 0.8 V.

II.3.3. CARACTERISATIONS SPECTRALES

Nous effectuons dans un premier temps les caractérisations spectrales de la diode P7.

Le spectromètre utilisé est un spectromètre à réseau (300 traits/mm) fabriqué au laboratoire. Sa résolution spectrale est de 3 \AA à l'ordre -2 autour de 2.3 μm . La photodiode utilisée est une InGaAs étendue à 2.6 μm .

Nous mesurons l'accordabilité des composants en fonction d'un paramètre (courant ou température). Dans notre cas, nous allons évaluer l'accordabilité en courant. La mesure que nous présentons a été réalisée avec un courant variable injecté dans la cavité longue et un courant fixe de 50 mA dans la courte. Une accordabilité en courant de 0.019 nm/mA est mesurée sur un mode.

La diode laser P7 a montré un fonctionnement monofréquence (SMSR = 25 dB) en régime continu et à température ambiante avec un pompage indépendant des deux cavités [1]. Les résultats obtenus sont montrés ci-après :

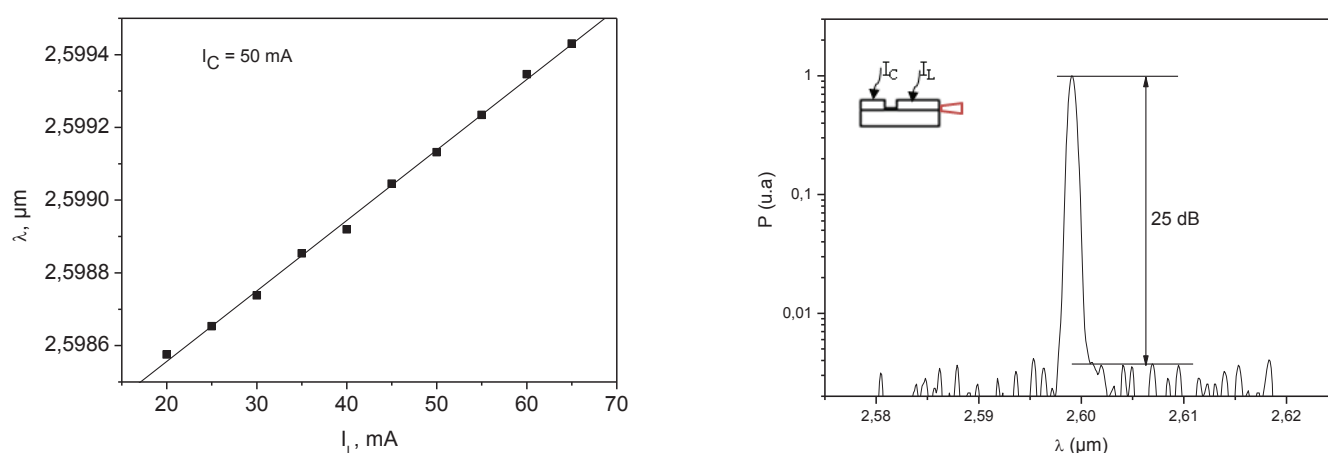


Figure 4.8 : A gauche, longueur d'onde en fonction du courant injecté dans la cavité longue (avant) pour un courant fixe $I_C = 50 \text{ mA}$. A droite, spectre obtenu pour $I_C = 80 \text{ mA}$ et $I_L = 25 \text{ mA}$ en continu, à température ambiante.

La diode P7 présente donc un fonctionnement monofréquence sous certaines conditions d'injection de courant qu'il est nécessaire d'ajuster pour optimiser l'émission.

Cependant, ayant des cavités symétriques, ce composant ne nous permet pas de conclure quant au rôle joué par le miroir intracavité et sur la sélection spectrale. Par conséquent, la diode D6 qui présente des cavités asymétriques est privilégiée pour cette étude. Ayant des cavités de longueurs différentes, les spectres de D6 vont nous permettre de mieux estimer quelle cavité émet par le biais de la mesure de l'ISL (Intervalle Spectral Libre).

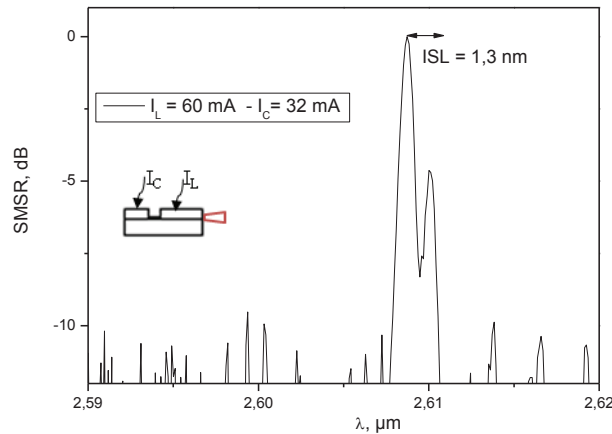


Figure 4.9 : Spectre d'émission du composant D6 avec les cavités alimentées indépendamment, à température ambiante, en continu : $I_L = 60$ mA, $I_C = 32$ mA.

La mesure de l'ISL nous permet de remonter à la cavité émettrice. En effet, cet intervalle correspond à l'espacement entre les modes longitudinaux, ainsi par la formule (4.3) on peut connaître la longueur de la cavité dont il est question.

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2n_G L} \quad (4.3)$$

Avec λ la longueur d'onde d'émission, n_G l'indice de groupe et L la longueur de la cavité

Le spectre donné par la Figure 4.9 présente deux modes assez proches, leur ISL est de 1.3 nm. Cette valeur correspond à l'émission d'une cavité de longueur égale à la somme des deux cavités (courte L_C + longue L_L). Ce résultat conforte les résultats des modélisations présentés au chapitre 2 puisque la géométrie de cette structure, comportait un miroir latéral de très faible réflectivité. Ainsi, le spectre obtenu par D6 confirme la théorie en montrant que le miroir placé latéralement n'a que peu d'effet puisque l'émission obtenue est celle d'une cavité de longueur $L = L_C + L_L$.

Ce résultat est à comparer avec les spectres obtenus pour une géométrie où le miroir est traversant et qu'on présente dans ce qui suit.

III. LASERS EMETTANT A 2.3 μM

Avant d'expliciter les mesures effectuées sur les cavités couplées par cristaux photoniques, nous donnons les caractéristiques électriques des diodes laser à 2.3 μm qui ont été processées par une technologie classique réalisée à l'IES avec la réalisation de rubans d'injection larges (100 μm) dans un premier temps et étroits (5 μm) dans un second. Dans le cas des rubans à 5 μm , une géométrie double canal a été utilisée tandis qu'une géométrie simple canal a été réalisée dans le cas de larges rubans.

Les caractéristiques de ces deux types de technologies vont nous permettre d'avoir des éléments de comparaison en termes de courant de seuil, de résistance, de tension de coude et enfin de rendement.

Il est tout de même important de préciser que les diodes laser issues de la technologie à cavités couplées par des cristaux photoniques et dont nous présentons les résultats ici, ont connu une altération de la surface survenue lors de la gravure des rubans.

III.1. CARACTERISATIONS ELECTRIQUES

III.1.1. CONTACT LARGE

La plaque à émission à 2.3 μm a subi une technologie standard avec ruban large. Les caractéristiques obtenues en régime pulsé sont données ci-dessous :

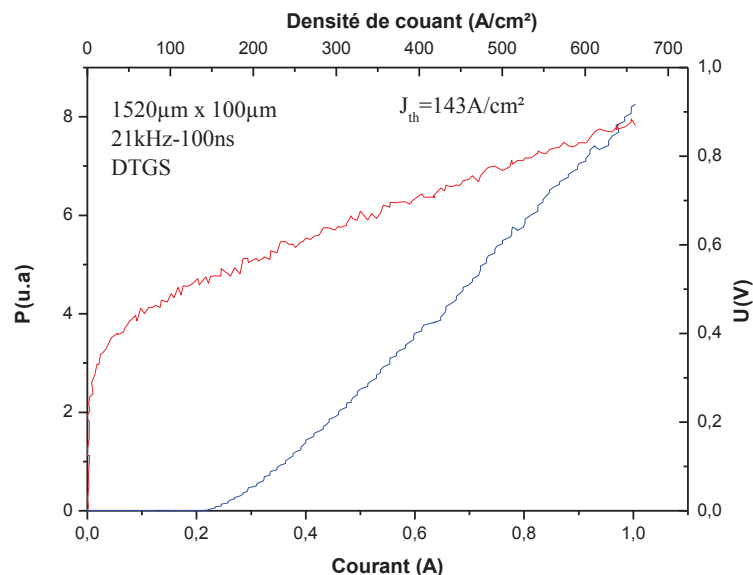


Figure 4.10 : Caractéristiques U(V) et P(I) d'une diode laser à contact large (100 μm) pour une longueur de 1520 μm .

Le courant de seuil mesuré ici est de 200 mA ainsi que des densités de courants de seuil de 143 A/cm². Une tension de coude de 0.5 V et une résistance série de 0.4 Ω ont également été calculées.

III.1.2. CONTACT ETROIT

Des lasers à ruban étroit ont été réalisés à l'IES après avoir subi un procédé technologique avec géométrie double canal définie par gravure chimique. Des diodes de 1100 μm de longueur ont été testées. Des courants de seuil de 22 mA et des densités de courants de seuil de 400 A/cm² ont été mesurés. La température caractéristique d'une telle diode est de 75 K.

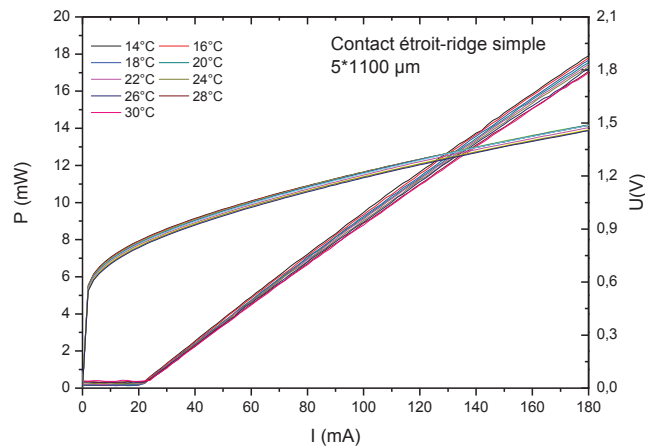


Figure 4.11 : Caractéristiques P(I) et V(I) d'une diode laser à contact étroit 5 μm pour une longueur de 1100 μm.

$U_{\text{coude}} = 0.8 \text{ V}$ et $R_s = 4 \text{ } \Omega$. Ces valeurs sont convenables et typiques de ces composants. Ces valeurs seront comparées à celles obtenues sur nos composants à cristaux photoniques présentés ci-après.

III.1.3. LASERS A CAVITES COUPLEES

III.1.3.1. DESCRIPTION DES COMPOSANTS

Dans cette partie du chapitre nous allons aborder les caractérisations de composants lasers issus d'une plaque épitaxiée référencée A285-V1220 (cf. Chapitre 2) qui présente une émission à 2.3 μm. Pour cet échantillon, le jeu de masques utilisé est quelque peu différent du précédent. La principale modification, comme nous l'avons évoqué lors du

chapitre précédent, vient du fait que les cristaux photoniques ne sont plus réalisés de part et d'autre du ruban laser mais le traversent. Les rubans laser ont donc été interrompus de façon à pouvoir y placer le miroir à cristal photonique. Aussi, d'autres modifications ont été apportées, ces dernières ont découlé des observations et des problèmes rencontrés avec le précédent échantillon. Ainsi, ce deuxième jeu de masques tient compte des retombées de la première expérience, les paramètres de conception en sont donc optimisés à l'image des zones de métallisation qui ont été agrandies de façon à pouvoir prendre plus facilement les contacts sur les cavités. La Figure 4.12 présente une vue générale du nouveau masque. A l'inverse du précédent masque où sur une même barrette nous considérons un même miroir, dans cette nouvelle version les miroirs diffèrent au sein d'une même barrette. Egalement, les longueurs considérées sont plus longues.

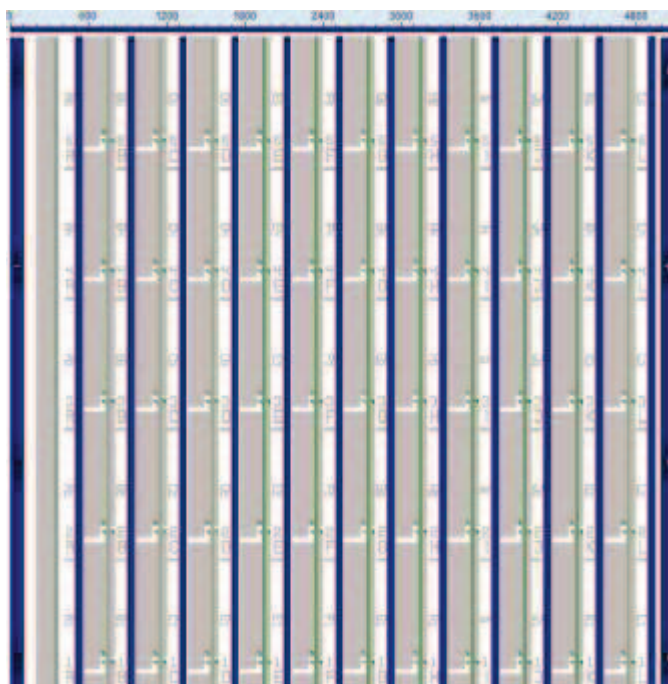


Figure 4.12 : Vue générale d'une cellule (5*5 mm²) du deuxième jeu de masques.

Pour ces caractérisations, nous avons monté nos composants sur une embase bidirectionnelle de façon à pouvoir mesurer l'émission laser de chaque côté du composant.

La Figure 4.13 illustre la nouvelle embase. Pour des raisons de compatibilité avec le support sur lequel est placée notre embase, nous avons modifié légèrement cette dernière en effectuant une découpe de 2 mm de part et d'autre afin d'y coller les céramiques. Ces embases bidirectionnelles vont nous permettre de mesurer les puissances émises dans les deux configurations pour une même diode: cavité longue en émission et cavité courte en émission. Ainsi, l'effet de couplage entre les deux cavités pourra être mieux apprécié.

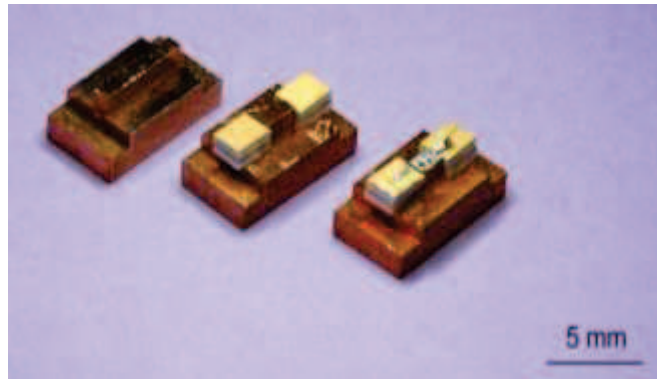


Figure 4.13 : De gauche à droite : embase bidirectionnelle avant découpe, embase après découpe avec céramiques et enfin embase avec le composant monté.

Afin de mieux comprendre les différences entre les embases, la Figure 4.14 montre les deux configurations.

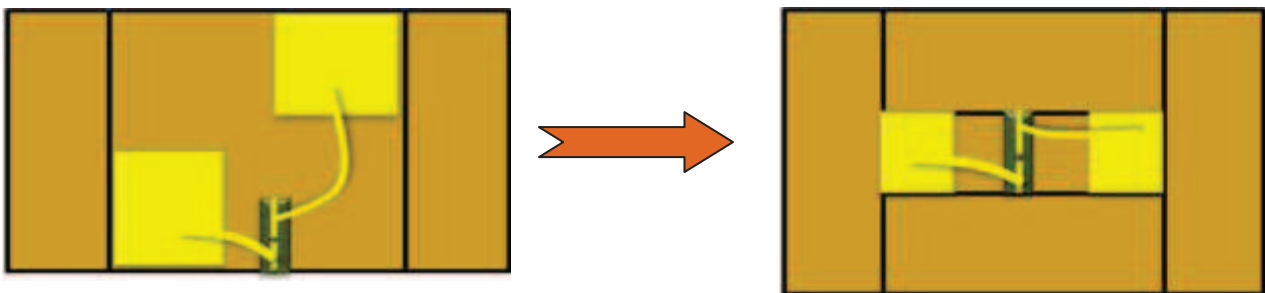


Figure 4.14 : A gauche, l'embase unidirectionnelle, à droite l'embase bidirectionnelle. Les carrés jaunes désignent les céramiques avec la prise de contact à l'aide de fils d'or.

Les caractérisations qui suivent concernent un composant dont les caractéristiques sont présentées dans le Tableau 4.4. Notre étude sera axée sur la diode laser J3 qui présente, mis à part le miroir à CPs, des caractéristiques typiques des autres composants en notre possession.

La longueur totale du laser avoisine les 1550 μm et présente deux cavités dont les longueurs sont dissymétriques.

	Longueurs de cavités	Miroir considéré
Laser J3	$L_1 = 452.6 \mu\text{m}$ $L_2 = 1093.4 \mu\text{m}$	3 rangées de CPs

Tableau 4.4 : Caractéristiques de la diode laser J3.

Par rapport aux caractérisations précédentes, étant donné la configuration de la nouvelle embase, nous avons plus de possibilités pour caractériser nos composants en plaçant la cavité la plus courte en émission ou inversement. Nous distinguerons donc ces deux cas en présentant d'une part les caractérisations faites avec la cavité courte en émission et vice versa.

Nous rajouterons aux notations simplifiées, explicitées plus haut, le paramètre P_C qui désigne la puissance collectée au niveau de la cavité courte.

III.1.3.2. ISOLATION ELECTRIQUE DES COMPOSANTS

Dans un premier temps, l'isolation électrique de notre composant est étudiée. Cette mesure va nous permettre de quantifier les résistances de chaque cavité et ainsi d'estimer l'isolation électrique entre chacune d'elle.

La Figure 4.15 présente de façon schématique le circuit équivalent de notre composant avec les différentes résistances mises en jeu.

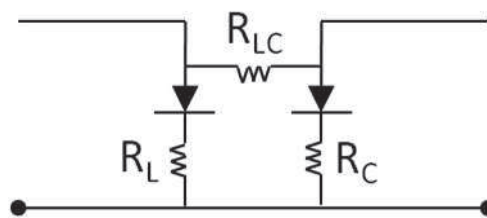


Figure 4.15 : Représentation simplifiée du circuit de notre dispositif à trois sections avec les résistances séries de chacune des cavités avec R_L : résistance de la cavité longue, R_C : résistance de la cavité courte et R_{LC} : résistance entre les deux cavités.

Précisons que ces mesures ont été effectuées dans la configuration suivante :

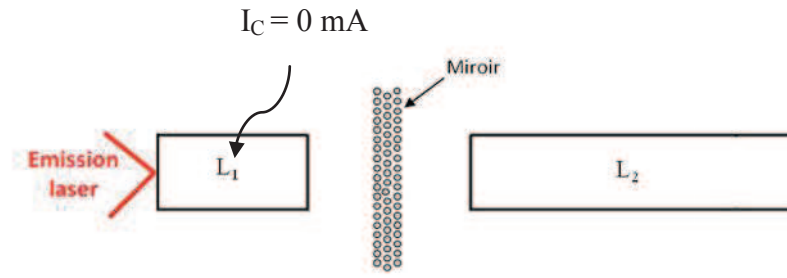


Figure 4.16 : Représentation schématique des conditions de mesure, cavité courte non pompée.

En premier lieu, nous mesurons pour un courant I_C fixe et égal à 0 mA les variations des tensions au niveau des deux cavités courtes et longues U_C et U_L . Aussi, la puissance émise P_C est mesurée. Les résultats de ces mesures sont répertoriés dans le graphe ci-dessous :

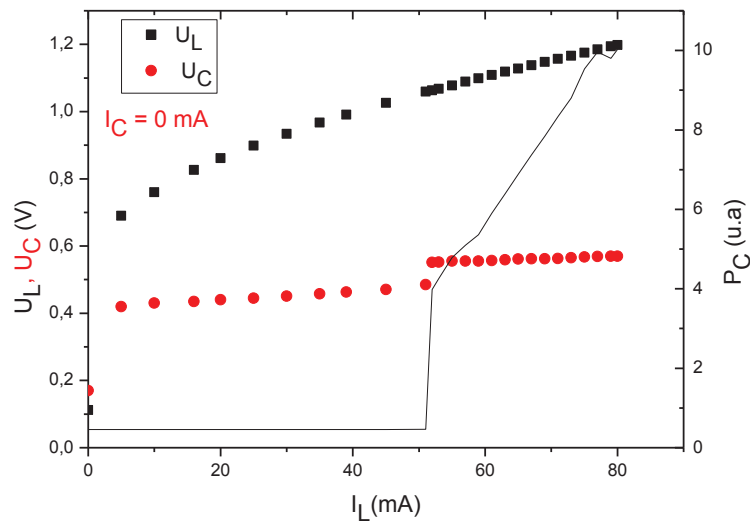


Figure 4.17 : Graphique représentant les variations des tensions U_C et U_L et de la puissance P_C sous polarisation I_L à courant I_C fixe = 0.

Cette première mesure nous permet de déduire la résistance de la cavité longue R_L , celle-ci est évaluée à 13Ω . La courbe rouge correspond à la tension dans la cavité courte sous polarisation de la cavité longue. On peut voir que U_C est sensiblement constante, de l'ordre de 0.4 V. Cette tension peut être interprétée comme le résultat de la présence d'un courant de fuite de quelques mA provenant de la cavité longue et qui passe dans la cavité courte. De plus, la courbe U_C présente un saut vers 50 mA qui coïncide avec le seuil laser de la courbe $P_C(I_L)$ et donc l'émission de la lumière. Une phototension supplémentaire s'ajoute donc à la tension de la cavité courte lorsque celle-ci est éclairée par la lumière

laser issue de la cavité longue. Cette constatation nous amène à penser que la cavité courte peut jouer le rôle d'un photodétecteur.

Enfin, notons qu'ici la courbe $P_C(I_L)$ présente une allure particulière. L'émission de lumière se fait de façon très abrupte à 50 mA. L'injection de courant doit donc atteindre une certaine valeur pour que la cavité courte devienne transparente, le saut observé dans le $P_C(I_L)$ proviendrait de la transparence subite de la cavité courte. L'allure de la courbe de puissance reprend une allure classique dès le seuil de transparence atteint. Cet effet n'étant pas observé dans tous les composants testés, il est difficile d'en tirer un comportement généralisable.

Nous procédons cette fois-ci dans le sens inverse, c'est-à-dire qu'un courant variable est injecté dans la cavité courte tandis que le courant de la cavité longue est fixé à 0 mA. Dans ce cas, on n'observe pas d'émission laser.

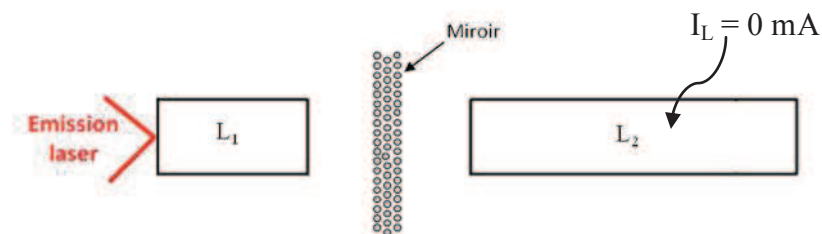


Figure 4.18 : Représentation schématique des conditions de mesure, cavité longue non pompée.

La Figure 4.19 illustre les résultats obtenus.

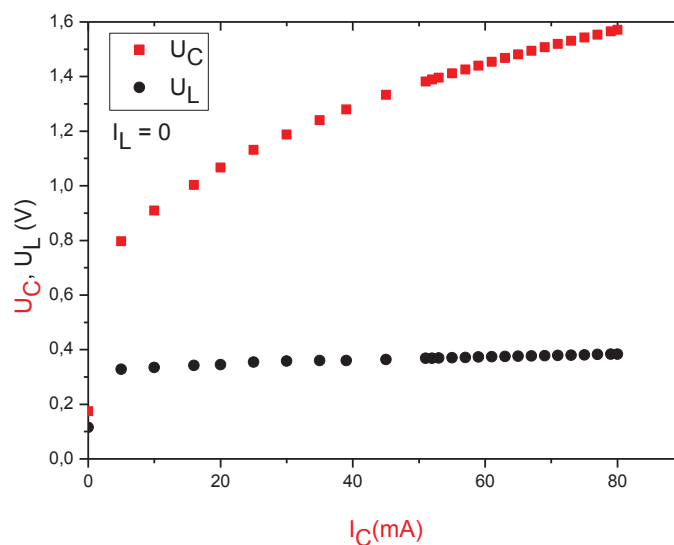


Figure 4.19 : Graphique représentant les variations des tensions U_C et U_L sous polarisation de la cavité courte I_C , à I_L fixe = 0.

De la même manière qu'avec la cavité longue, nous pouvons déduire ici la valeur de R_C . On mesure une résistance de 17Ω , comparable à celle mesurée pour R_L . La courbe noire représente la variation de la tension dans la cavité longue en fonction du courant injecté dans la cavité courte, celle-ci présente une variation de tension faible de l'ordre de 0.4 V . Dans cette configuration comme dans la précédente, la tension qui apparaît est une tension de fuite provenant de la polarisation de la cavité courte.

Ces deux mesures montrent une isolation insuffisante des deux cavités.

Pour confirmer ceci, des mesures de résistances entre les deux cavités R_{LC} sont effectuées, selon les composants, ces valeurs varient entre 50 et 100Ω .

Ces mesures permettent donc de montrer que les cavités ne sont pas parfaitement isolées l'une de l'autre. Toutefois, comme nous l'avons évoqué plus haut, nous avons rencontré un problème lors de la gravure des rubans qui a dégradé quasiment toute la surface de notre échantillon. Une mesure de résistance sur un bord d'échantillon où la dégradation ne s'est pas produite indique une valeur de résistance plus élevée supérieure à $1 \text{ k}\Omega$. La mauvaise isolation électrique entre les cavités proviendrait donc de cet incident survenu au cours du procédé technologique.

Il est aussi intéressant de constater un effet de phototension apparaissant sur une cavité lorsque l'autre lase, qui pourrait être exploité dans des études ultérieures.

Après l'étude des isolations électriques de nos cavités, nous présentons dans la section suivante les courbes $P(I)$ et $V(I)$ de nos diodes laser.

III.1.3.3. COURBES $P(I)$ ET $V(I)$

a. CARACTÉRISATIONS EN COURT-CIRCUIT

Dans cette première série de mesures, nous nous plaçons dans la configuration où les deux cavités sont alimentées par un courant se répartissant dans chacune.

Les graphiques présentés ci-dessous illustrent les $P(I)$ et $V(I)$ mesurés en court-circuit pour des températures allant de 16 à 30°C . Les puissances mesurées le sont soit côté cavité courte, soit côté cavité longue.

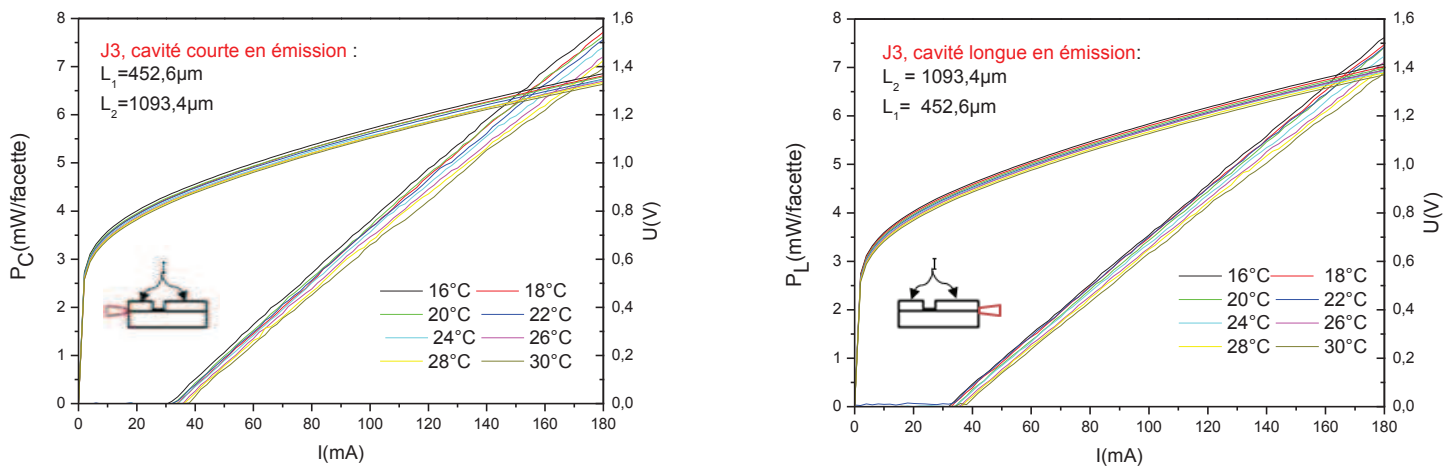


Figure 4.20 : Graphes des P(I) et V(I) de la diode laser J3 en court-circuit selon que la cavité en émission soit la plus courte (à gauche) ou la plus longue (à droite).

On peut remarquer la similitude des P(I) avec des seuils identiques, $I_{th} = 34 \text{ mA}$ à 24°C . En terme de densité de courant de seuil, $J_{th} = 440 \text{ A/cm}^2$ ce qui correspond à une densité de courant de seuil typique mesurée sur ce même échantillon avec un procédé technologique de ruban simple de largeur identique $5 \text{ }\mu\text{m}$ et de longueur $1100 \text{ }\mu\text{m}$: comme nous l'avons évoqué précédemment, les densités de courants de seuil mesurées étaient de 400 A/cm^2 . La température caractéristique mesurée est de 62 K , notons que cette valeur est plus élevée par rapport à celle mesurée sur les précédentes diodes (P7 et D6) qui émettaient à $2.6 \text{ }\mu\text{m}$ mais reste plus faible que celle mesurée pour une diode à contact étroit avec une technologie classique.

Les puissances mesurées sont les mêmes selon qu'on les mesure côté cavité courte ou cavité longue.

La résistance série R_s et la tension de coude, calculés à 24°C , sont respectivement de $4 \text{ }\Omega$ et 0.8 V qui sont des valeurs équivalentes à celles mesurées dans le cas d'une diode laser à contact étroit.

L'efficacité quantique différentielle, à 24°C , est de 20% .

Afin d'avoir une idée des ordres de grandeur des courants de seuil en fonction de la longueur d'une cavité laser dans le cas d'un contact étroit de $5 \text{ }\mu\text{m}$ et avec des réflectivités semblables à celles mises en jeu dans nos composants, nous présentons dans le graphe ci-dessous (Figure 4.21) la variation des J_{th} dans le cas de cavités isolées en fonction de la longueur de cavité. La diode J3 que nous considérons ici présente 3

rangées de trous. L'étude menée au chapitre 2 nous a permis d'évaluer la réflectivité d'un tel miroir intracavité. Ainsi, une réflectivité de 80 % a été trouvée (cf. Figure 2.24). Le laser J3 a donc une réflectivité de 30% d'un côté (face clivée) et de 80% de l'autre (côté miroir à CPs).

La densité de courant de seuil a été calculée par la formule suivante :

$$J_{th}(L) = J_{tr} \exp\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{g_0}\right) \text{ où } \alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (4.4)$$

Avec J_{tr} la densité de courant de transparence calculée par le biais d'un laser *ridge* double canal, α_i et α_m les pertes internes et les pertes aux miroirs, g_0 le gain du matériau et R_1 et R_2 les réflectivités des miroirs. Dans notre cas, $R_1 = 0.3$ et $R_2 = 0.8$.

Les valeurs prises pour le calcul sont les suivantes :

J_{tr} (A/cm ²)	α_i (cm ⁻¹)	g_0 (cm ⁻¹)
269	5	29

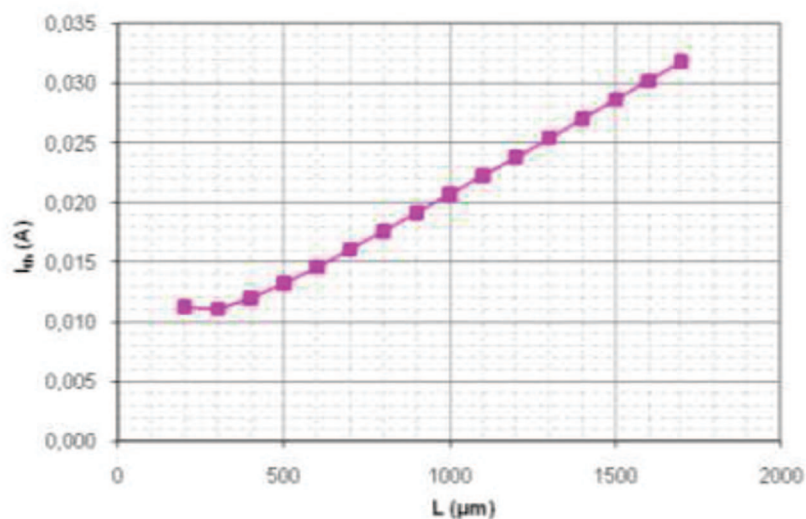


Figure 4.21 : Variation du courant de seuil en fonction de la longueur du laser considéré. Le laser ici est un laser à contact étroit – 5 µm-

De cette courbe, nous déduisons que pour une longueur de cavité de 1000 µm environ, le courant de seuil serait de 22 mA et pour une cavité plus courte de 450 µm, $I_{th} = 12$ mA.

Rappelons que ces valeurs de courants de seuil correspondraient à des structures Fabry-Pérot simples sans zone absorbante derrière.

b. CARACTERISATIONS EN CAVITES INDEPENDANTES – SANS COURT-CIRCUIT

Dans cette section, nous allons considérer les deux cas de figures énoncés précédemment : cavité longue en émission et cavité courte en émission. Ces deux configurations présentent à leur tour deux cas différents selon que l'on fixe le courant injecté dans la cavité avant ou arrière et que le courant dans l'autre cavité varie.

Nous précisons que toutes les mesures qui vont suivre ont été réalisées à une température fixe de 24°C.

i. Cavite longue en émission

Les graphiques ci-après présentent les variations des puissances et tensions de la diode laser J3 selon que le courant injecté est fixe dans la cavité arrière (graphique de gauche) ou à l'inverse fixe dans la cavité avant (graphique de droite).

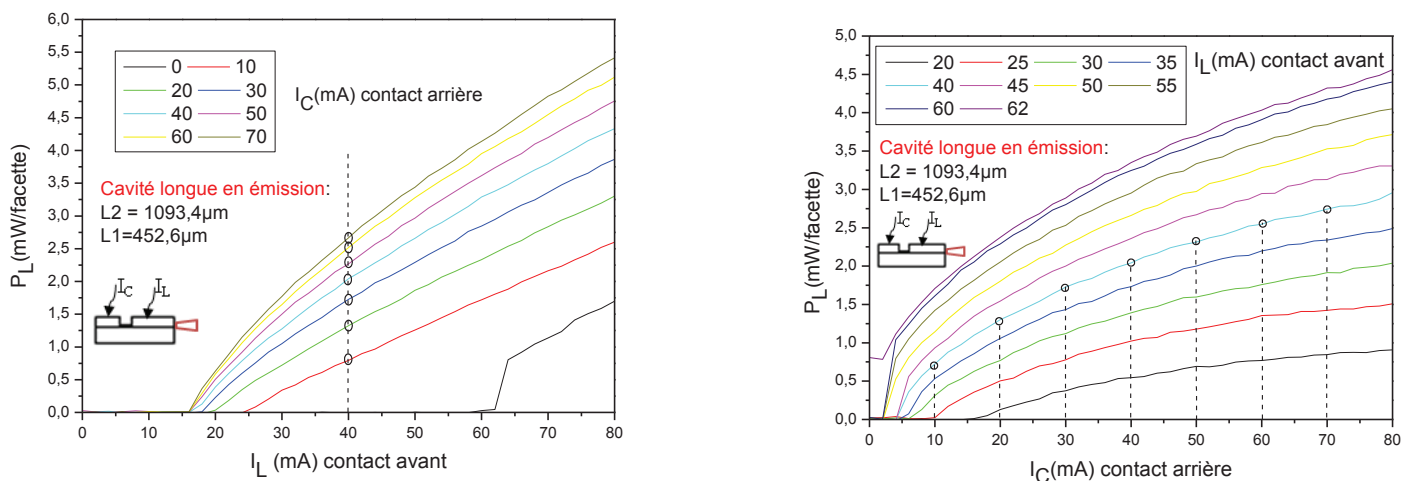


Figure 4.22 : Graphiques représentant les variations des puissances émises en fonction du courant injecté dans la cavité longue (à gauche) ou courte (à droite) pour des courants fixes en cavité courte (à gauche) ou longue (à droite).

Le graphique de gauche présente des variations de puissance en fonction du courant injecté dans la cavité longue pour des valeurs fixes de courant injectées dans la cavité courte. Comme précédemment remarqué (paragraphe III 1 3 2), lorsque la cavité courte n'est pas alimentée (courbe noire), nous avons une émission laser avec $I_{th} = 62$ mA. Le seuil est un peu plus élevé que celui obtenu avec les mesures de résistances (50 mA) car la mesure est faite à une température supérieure (24°C contre 20°C). De plus, il est supérieur aux valeurs « théoriques » calculées dans le cas d'un Fabry-Pérot classique (Figure 4.21) en raison de l'absorption de la cavité courte.

Le seuil laser ne cesse de diminuer au fur et à mesure que le courant injecté dans la cavité courte (arrière) augmente : pour 10 mA injecté à l'arrière, $I_{th} = 25$ mA tandis que pour 40 mA injecté, $I_{th} = 16$ mA. Dans cette configuration, la cavité longue joue le rôle de laser tandis que la cavité courte celle de modulateur.

Les courbes de droite montrent des allures assez différentes de celles de gauche. Néanmoins, la même observation est à faire quant à la constante diminution du « pseudo seuil » laser lorsque le courant fixe injecté dans la cavité longue augmente. Cette décroissance provient du fait de la réduction de l'absorption dans cette même cavité, comme observé par Agrawal & Dutta [2].

Les courbes P(I) peuvent aussi être interprétées comme le montre la figure qui suit. Le graphique représente l'évolution du courant de seuil de la cavité longue en fonction du pompage de la cavité courte. Au fur et à mesure que l'injection dans la cavité courte augmente le seuil de la cavité longue diminue, ce qui permet de délimiter deux régions. Une première région sans émission laser (en noir sur le graphique - Figure 4.23) et une seconde où il y a émission de lumière [3].

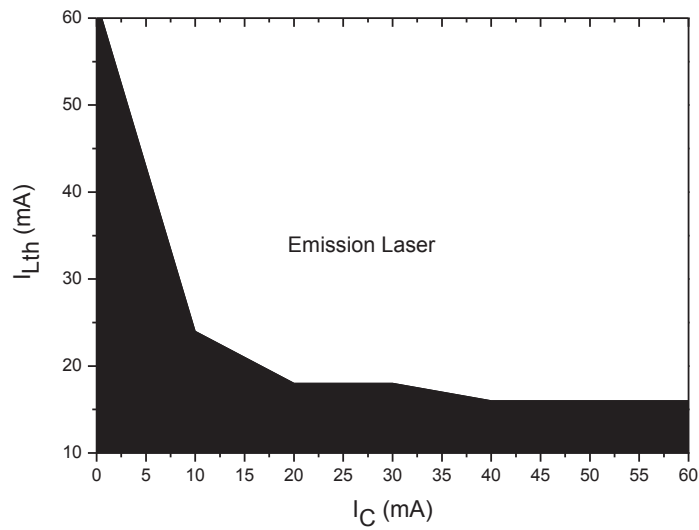


Figure 4.23 : Tracé de l'évolution du courant de seuil de la cavité longue I_{Lth} en fonction du courant injecté dans la cavité courte I_C .

ii. Cavite courte en émission

Dans cette configuration, nous procédons aux mêmes mesures que celles faites dans le cas de la cavité longue en émission, et les résultats sont similaires. Au cours de cette étude, nous constatons une symétrie des mesures, suivant que l'on recueille la lumière côté cavité courte ou cavité longue. La Figure 4.24 illustre cette comparaison.

Nous constatons une similitude des résultats, les observations faites dans le cas d'une alimentation en court-circuit (même puissance des deux côtés et même allure des courbes) sont confirmées dans le cas d'un pompage indépendant des deux cavités.

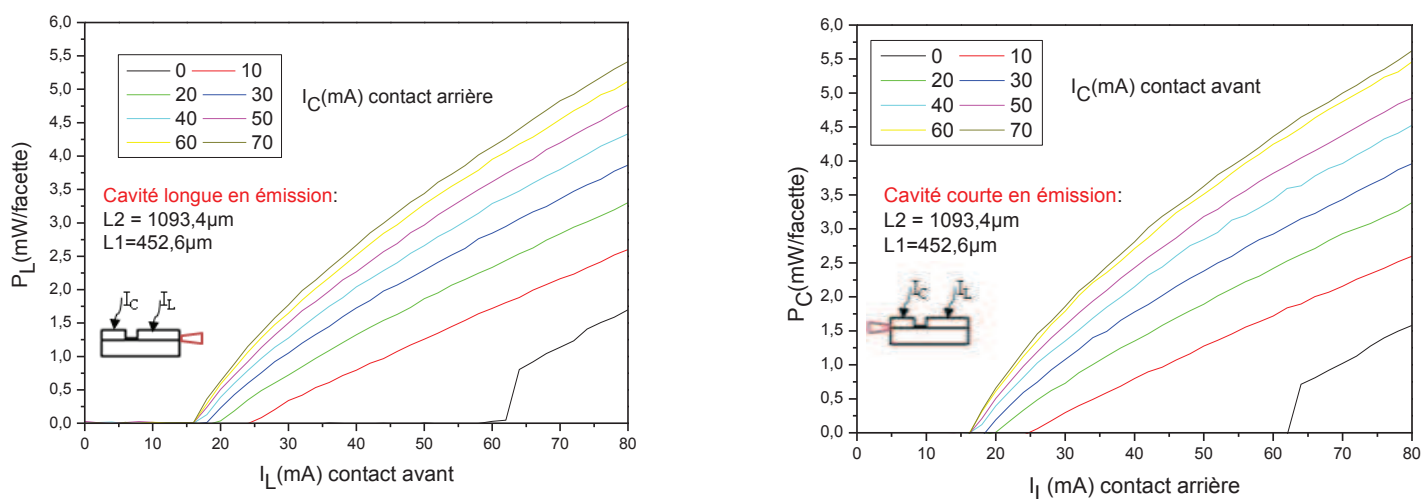


Figure 4.24 : Graphiques représentant les variations de puissances, à gauche, en fonction du courant injecté à l'avant à courant arrière fixe. A droite, en fonction du courant injecté à l'arrière à courant avant fixe.

III.2. ETUDE SPECTRALE

III.2.1. ETUDE DES CAVITES COUPLEES

Dans cette première section, nous présentons et détaillons les bases théoriques permettant d'expliquer le comportement spectral de nos diodes laser.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la géométrie des cavités couplées que l'on a retenue est celle de leur intégration monolithique dans des lasers à semiconducteurs. Dans cette configuration, deux cavités Fabry-Pérot de différentes longueurs sont couplées. Ces cavités sont électriquement isolées et alimentées de manière indépendante. Les différentes longueurs des deux cavités jouent un rôle important dans le procédé de sélection modale. En effet si l'on considère deux longueurs de cavité (L_1 & L_2), deux cas se présentent selon que les longueurs de cavités soient quasi-identiques ou asymétriques avec une cavité plus courte que l'autre. Ces deux situations sont qualifiées respectivement de géométrie longue-longue et longue-courte [2].

Afin de comprendre le fonctionnement de nos futurs composants, on considère deux cavités de longueurs respectives L_1 et L_2 séparées par un cristal photonique (Figure 4.25). Contrairement à des cavités couplées classiques, il n'existe pas de gap d'air entre les deux cavités. L'espace dans lequel se trouvent les cristaux photoniques n'est qu'un réflecteur ajustable. Dans ce cas, on considère l'élément miroir + cavité 2 comme étant un modulateur de pertes. Ainsi, la configuration cavité 1 + miroir + cavité 2 devient

équivalente à la cavité 1 seule en prenant en compte la réflectivité effective générée par les CPs et la cavité 2.

Les modélisations FDTD présentées au chapitre 2 nous ont permis d'extraire le pouvoir réflecteur de notre cristal photonique. Nous considérons le cristal photonique comme une interface avec un pouvoir réflecteur donné. Par ailleurs, le rôle de la cavité 2 est de générer un contrôle sur un mode de l'autre cavité pour le sélectionner. L'ensemble cavité 2 + interface à CPs est ramené à un modulateur de pertes dont on peut modéliser simplement le pouvoir réflecteur effectif R_{eff} (Figure 4.25).

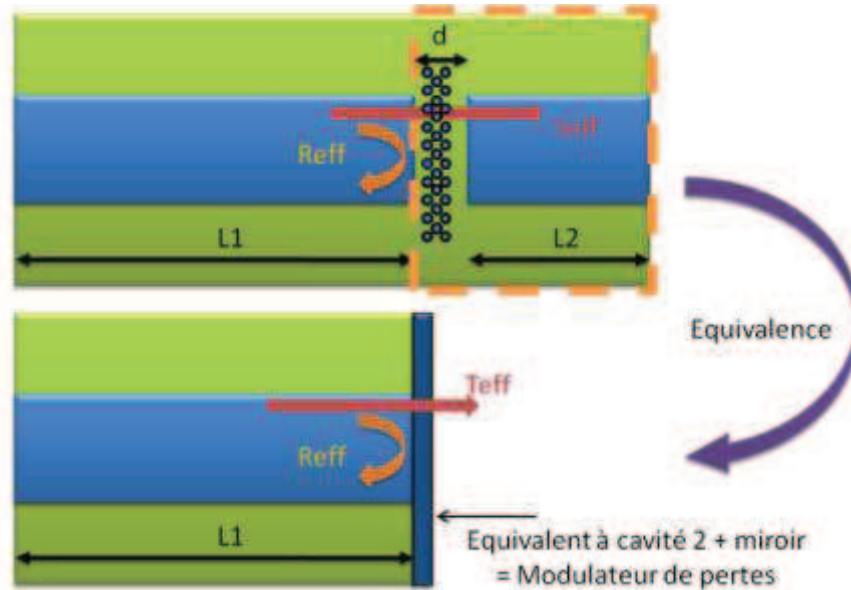


Figure 4.25 : Représentation schématique de la cavité couplée avec au dessus deux cavités lasers (1 & 2) de longueurs différentes ($L1$ & $L2$) séparées d'une distance D où se trouve le cristal photonique. En dessous, on a une simplification du schéma du dessus avec l'ensemble (cavité 2 + miroir) considéré comme modulateur. R_{eff} est la réflectivité effective vue par la cavité 1 et T_{eff} la transmission effective de la cavité 1 à la cavité 2.

Un modèle simple, basé sur le formalisme des matrices de transfert [4] est un outil bien adapté au traitement et à la modélisation de telles structures.

Nous débutons notre étude par un rappel des notions des matrices T de manière générale.

Afin d'illustrer les différentes composantes de ces matrices, prenons pour exemple le schéma présenté à la Figure 4.26. Il s'agit de la représentation schématique d'un système physique : $a1$ et $a2$ sont les amplitudes de deux grandeurs physiques entrantes (incidentes), $b1$ et $b2$ sont les grandeurs sortantes (réfléchies) de ces grandeurs.

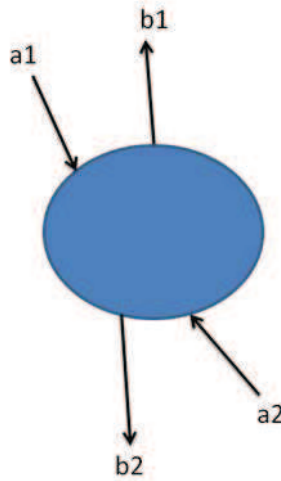


Figure 4.26 : Représentation schématique d'un système physique avec les valeurs entrantes et sortantes d'une même grandeur physique. a_1 et a_2 en sont les valeurs entrantes et b_1 , b_2 les valeurs sortantes.

On peut construire la matrice S désignée par le terme anglais *scattering matrix* qui permet d'établir une relation entre les ondes incidentes et réfléchies de notre dispositif. La matrice S s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Où a_1 et a_2 sont les valeurs d'entrée et b_1 et b_2 celles de sortie, les coefficients S_{ij} constituent les éléments de la matrice

Le deuxième type de matrice est celui des matrices de transfert (matrices T). Celles-ci permettent de caractériser le système traversé et d'établir des relations entre les valeurs d'une grandeur physique dans un milieu puis dans un autre. Plus faciles d'utilisation puisqu'elles permettent des produits matriciels successifs, elles ont été préférentiellement utilisées dans le cadre de notre étude.

La matrice de transfert T s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Des relations simples existent pour relier les éléments des deux matrices [4].

Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons aux coefficients de transmission et de réflexion. Considérons deux cas :

- Une interface entre deux milieux d'indices différents
- La propagation d'une onde dans un milieu

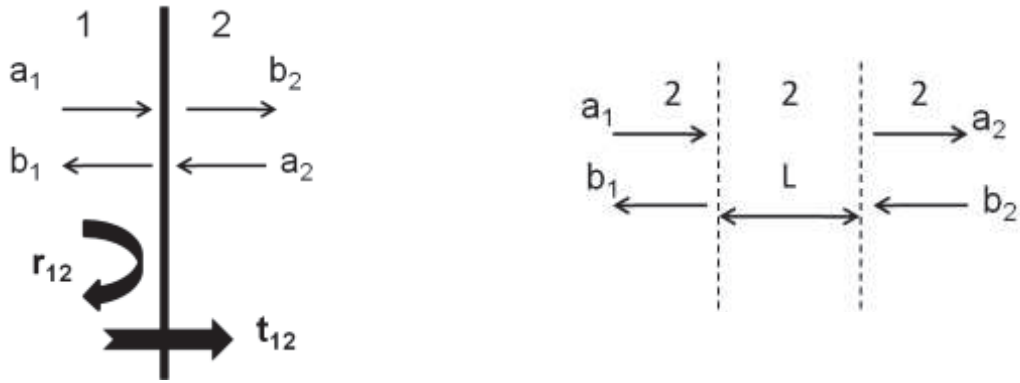


Figure 4.27 : A droite : Interface entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 différents
 A gauche : Propagation d'une onde dans un milieu d'indice n_2 sur une longueur L .

Les composantes de base des matrices sont données ci-dessous :

- La matrice associée à une interface entre deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 est la suivante :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & r_{12}^2 + t_{12}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Où r_{12} et t_{12} sont les coefficients de réflexion et de transmission.

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad (4.8)$$

Et
$$t_{12} = \frac{2\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2} \quad (4.9)$$

La matrice associée à la propagation d'une onde dans un milieu d'indice n_2 , de longueur L s'écrit :

$$\bullet \begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

$$\text{Où } \varphi = \tilde{\beta}_2 L, \quad \tilde{\beta}_2 = \frac{2\pi n_2}{\lambda} + j \frac{\alpha_2}{2}$$

avec $\frac{2\pi n_2}{\lambda}$ et α_2 les constantes respectives de la phase et celle du gain en intensité dans le milieu d'indice n_2 .

Les matrices utilisées pour obtenir les tracés qui suivent sont donc :

T1 : matrice interface air (indice 1) → cavité 1 ($n_1 = 3.487$)

T2 : matrice propagation dans la cavité 1, longueur L_1

T3 : matrice interface cavité 1 ($n_1 = 3.487$) → cavité 2 ($n_2 = 3.487$), mais où r_{12} et t_{12} sont les valeurs calculées par FDTD des coefficients de réflexion du miroir à cristaux photoniques

T4 : matrice propagation dans la cavité 2, longueur L_2

T5 : matrice interface cavité 2 → air

On nomme : **T_longue** = $T_1 * T_2 * T_3$ et **T_reff** = $T_3 * T_4 * T_5$

De ces matrices, on peut montrer [4] qu'on peut extraire :

reff : le coefficient de réflexion effectif associé au miroir à cristaux photoniques associé à la cavité 2 et **h** le coefficient de transmission de la cavité L_1 seule.

Après avoir pris connaissance des matrices de base que nous avons utilisées pour décrire et modéliser notre structure, nous présentons dans ce qui suit deux exemples d'étude qui se rapprochent des caractéristiques de la diode laser qui est étudiée ici.

Le premier graphique, Figure 4.28, illustre la variation de la réflectivité ($reff^2$) en fonction de la longueur d'onde pour deux valeurs distinctes de pouvoir réflecteur 0.6 et 0.8 du miroir à cristaux photoniques (2 et 3 rangées de trous). La longueur de la cavité 2 est de $200 \mu\text{m}$.

La réflectivité la plus élevée est bien sur celle d'un miroir à 3 rangées de trous, modulé par l'effet de la cavité 2.

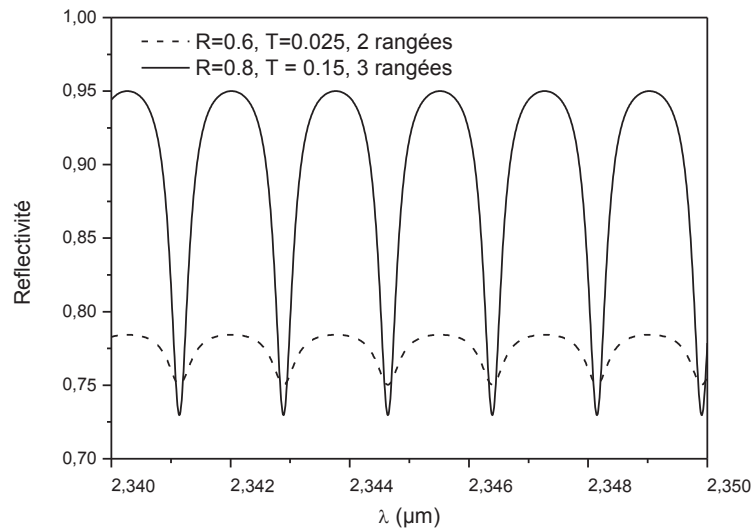


Figure 4.28 : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour deux pouvoirs réflecteurs de cristaux photoniques distincts $R = 0.6$ et $R = 0.8$.

Le second graphique présenté ci-dessous (Figure 4.29) met en évidence l'importance des longueurs relatives des cavités. Les tracés correspondent tout d'abord à la transmission de la cavité longue ($L_1 = 1100 \mu\text{m}$). Ensuite, les tracés du dessus correspondent aux réflectivités effectives des deux cavités courtes de 200 (en pointillés) et 500 μm de longueur.

Une comparaison des deux allures des réflectivités nous amène à penser que la cavité couplée dont la sélection modale sera la plus efficace est celle dont la cavité courte est de 500 μm . En effet, chaque pic sur la courbe de transmission correspond à un mode de la cavité longue. Les modes permis sont ceux qui seront face à une importante réflectivité (diminution des pertes aux miroirs). De ce fait, la courbe de réflectivité de la cavité 2 de 500 μm présente une allure plus « resserrée » permettant ainsi un meilleur filtrage fréquentiel (meilleur SMSR). A l'inverse, la courbe de la réflectivité effective relative à la cavité de 200 μm présente une allure plus « large » laissant passer plus de modes. Les spectres d'émission devraient donc présenter une périodicité spectrale correspondant à la modulation générée par la cavité courte.

Pour l'application à la détection de gaz, il est important d'avoir une accordabilité continue suffisante (au moins $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$).

Cette accordabilité est obtenue en faisant varier le courant injecté dans la cavité longue, pour un courant de cavité courte constant (voire nul). Cette variation aura pour effet un décalage de la courbe de transmission de la cavité 1 vers la droite, lorsque les courbes de réflectivité resteront fixes.

La cavité de 500 μm de longueur générerait alors une accordabilité par sauts sur les modes longitudinaux successifs. La plage maximale d'accord continu serait ici de près d'1 nm. Pour avoir une accordabilité continue au-delà de cette valeur, une cavité courte de 200 μm serait préférable.

Un compromis est alors à trouver pour le choix de la longueur de la cavité courte.

De notre point de vue, pour une sélection modale plus efficace et une accordabilité appréciable de 1 nm qui nous permettrait de détecter des espèces gazeuses, une cavité courte de 500 μm est appropriée.

La diode J3 présente ces caractéristiques structurales.

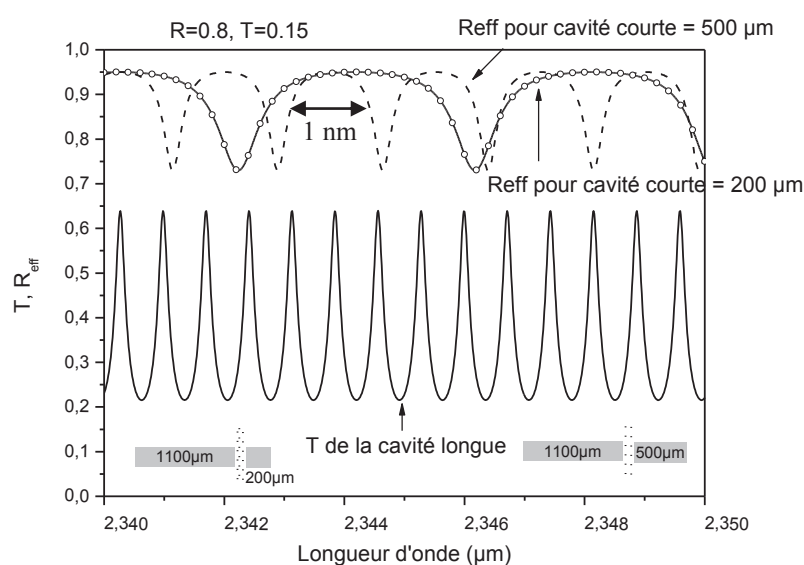


Figure 4.29 : Transmission et Réflectivité effective en fonction de la longueur d'onde pour deux cavités couplées par CPs (3 rangées de trous) dont la cavité courte diffère.

Après ce parallèle théorique qui nous permet d'anticiper les comportements spectraux de notre composant, nous explicitons dans la partie suivante, les mesures spectrales obtenues en pratique.

III.2.2. SPECTRES D'EMISSION

III.2.2.1. CARACTERISATIONS EN COURT-CIRCUIT

La première étude que nous présentons à la Figure 4.30 est une étude comparative des spectres obtenus selon que l'on considère la cavité longue ou courte en émission.

Les spectres présentés sont obtenus pour un courant fixe de 60 mA injecté dans les deux cavités. Les deux configurations montrent un comportement spectral équivalent. Un SMSR de 16 dB est mesuré dans les deux cas avec un écart spectral d'environ 0.63 nm.

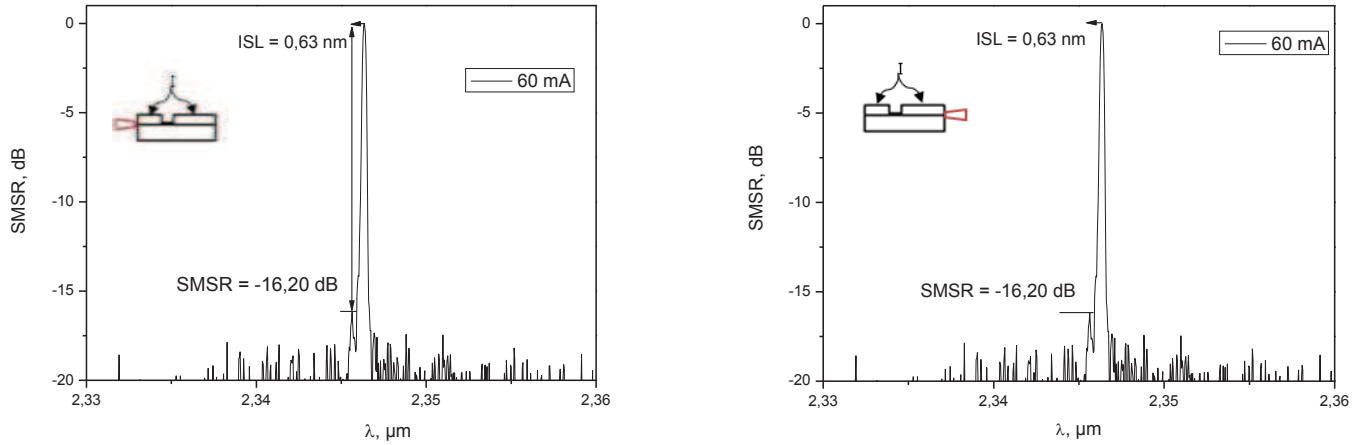


Figure 4.30 : Spectres comparatifs illustrant la reproductibilité des émissions pour un même courant injecté (60 mA) selon que la cavité en émission soit la cavité courte ou la cavité longue.

En considérant un indice de groupe (n_G) de 3.8 (valeur déterminée par le spectre multimode d'un laser Fabry-Pérot à double canal), cet écart spectral correspond à l'ISL d'une cavité de longueur autour de 1150 μm soulignant ainsi la prépondérance de la section longue de J3 au niveau de l'émission. Notons que l'ISL de la cavité courte est de l'ordre de 1.5 nm.

Etant donné la similitude des spectres d'émission selon que la cavité en émission soit la cavité courte ou la longue, nous ne traiterons dans ce qui suit que d'un seul cas. Les résultats obtenus étant valables pour les deux côtés.

La Figure 4.31 présente le spectre pour un courant injecté dans les deux cavités de 90 mA. On constate qu'à ce niveau de courant l'émission n'est plus monomode. Les mesures sont relativement bruitées, cependant, on peut dénombrer cinq modes principaux avec une séparation du pic principal et des pics voisins de l'ordre de 1.9 nm et de l'ordre de 2.5 nm entre les autres pics. Ces intervalles correspondent à des multiples de l'ISL de la cavité longue (0.63), confirmant là aussi une prépondérance de cette cavité sur l'émission.

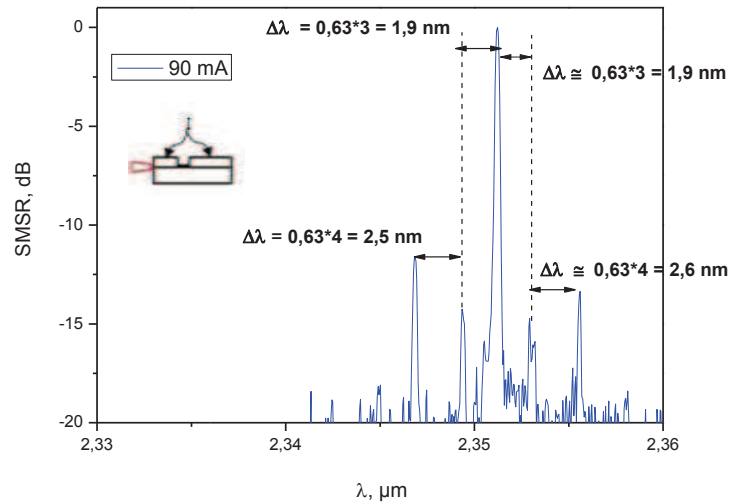


Figure 4.31 : Spectres obtenus pour un courant de 90 mA injecté dans les deux cavités.

III.2.2.2. CARACTERISATIONS EN CAVITES INDEPENDANTES

Pour cette étude, nous considérons le cas où une seule cavité est pompée, en l'occurrence la cavité longue, et observons le comportement spectral au fur et à mesure que le courant injecté dans la cavité courte augmente. La valeur de courant choisie pour le pompage de la cavité longue est de 60 mA, pour être au dessus du seuil laser.

De façon à situer nos conditions de mesures, nous illustrons à la Figure 4.32 les P(I) de la diode J3 présentés précédemment.

Les courbes surlignées correspondent à la valeur de courant choisie 60 mA. Les carrés dessinés sur les deux courbes mettent en évidence les conditions de mesures des spectres présentés plus bas.

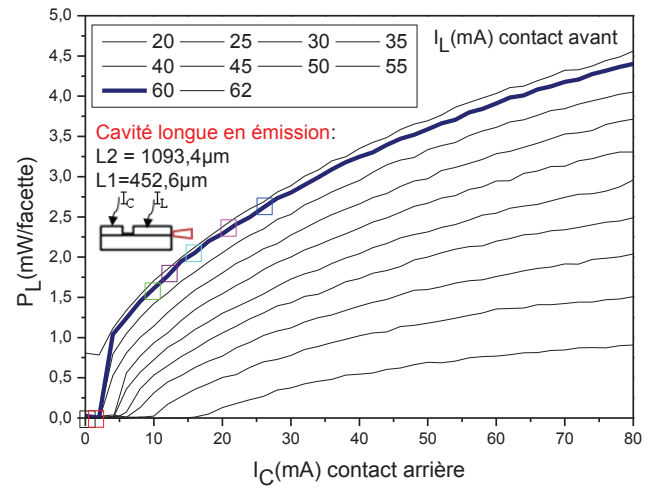
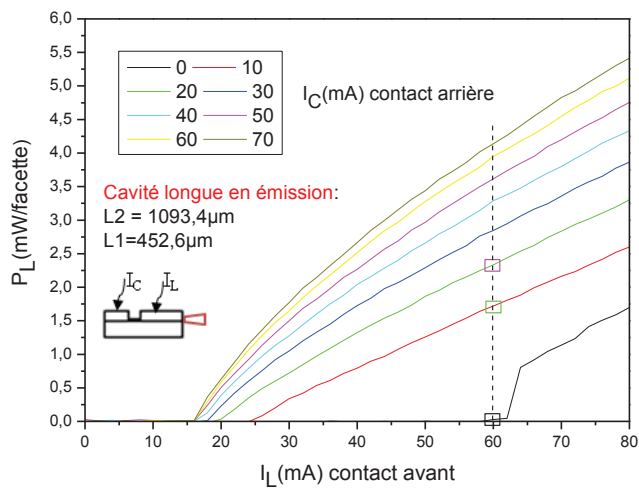


Figure 4.32 : P(I) de la diode J3, alimentation indépendante des deux cavités. Les points mis en évidence sur les deux courbes désignent les courants pour lesquels les mesures spectrales ont été faites.

Les courbes présentées ci-dessous (Figure 4.33) illustrent le changement de comportement spectral de la diode J3 pour un courant I_L fixe, au fur et à mesure que le courant injecté (I_C) dans la cavité courte augmente.

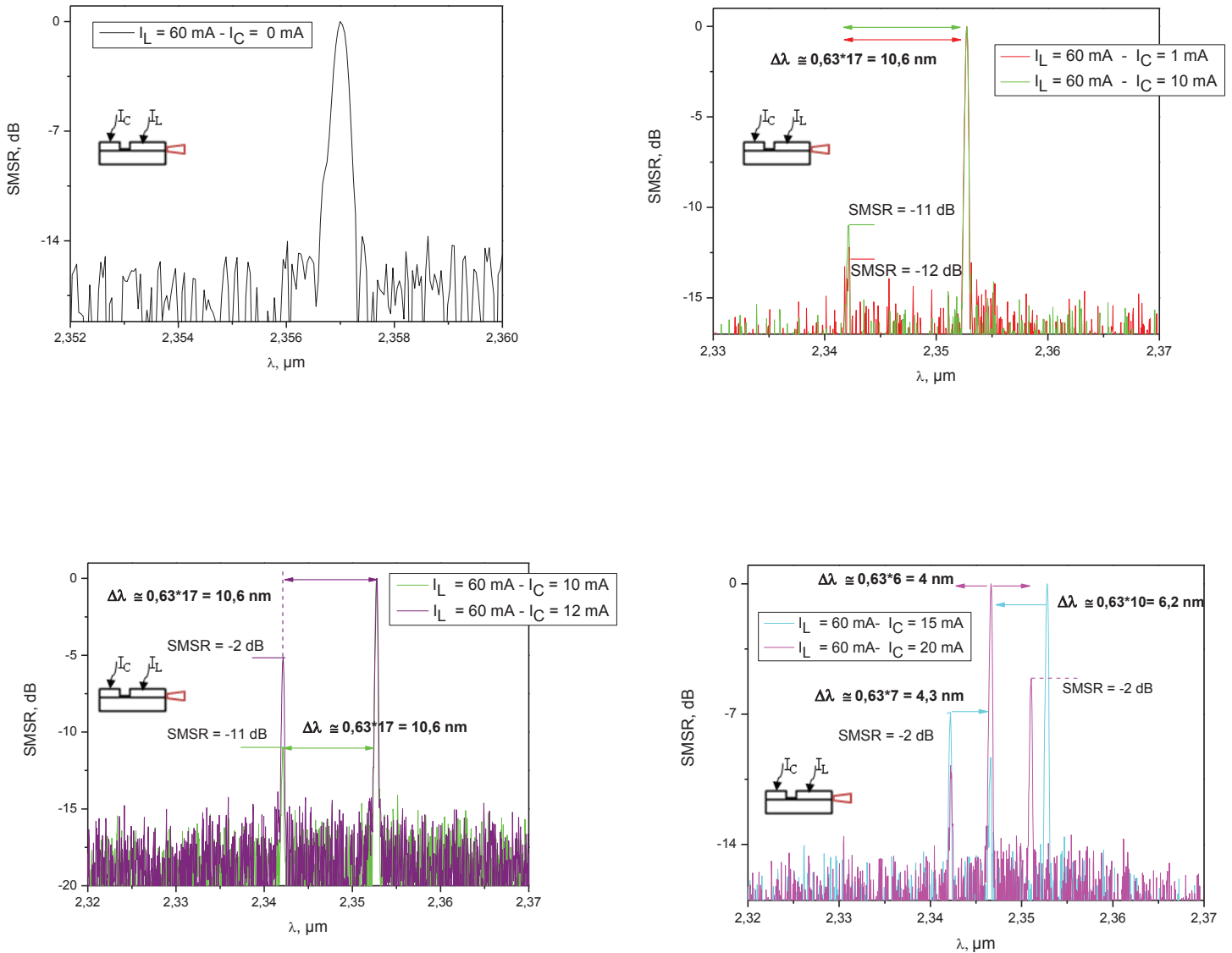


Figure 4.33 : Evolution des spectres en fonction de l'augmentation du courant injecté en cavité arrière (courte).

Lorsque la cavité longue est la seule à être pompée, on mesure un SMSR minimal de 14 dB environ, limité par le bruit de la mesure. Puis, lorsque la cavité courte est alimentée, un deuxième mode apparaît. Ce dernier nous permet de calculer l'écart spectral $\Delta\lambda$ correspondant et de mieux comprendre le fonctionnement du composant. Dans ces conditions, les $\Delta\lambda$ calculés sont la signature de la cavité longue.

Pour un courant $I_C = 20$ mA, nous remarquons qu'il y a un décalage de 6 nm du mode longitudinal de plus forte intensité (par rapport à la mesure effectuée avec $I_C = 15$ mA). En effet, un changement de courant dans cette même cavité fait varier la densité de porteurs, la température de la zone active et provoque ainsi une variation de l'indice de

réfraction qui décale spectralement la réflectivité de la cavité courte vers les grandes longueurs d'onde (de l'ordre de 0.2 nm/mA) entraînant un saut de mode.

La Figure 4.34 ci-dessous illustre le comportement spectral de notre composant avec le tracé de la longueur d'onde émise en fonction du courant injecté dans la cavité longue. L'injection dans la cavité courte est maintenue à un courant constant de 10 mA.

La cartographie présentée met en évidence le rôle de la cavité courte, pompée ici sous le seuil. En effet, au fur et à mesure de l'augmentation du courant I_L , les spectres obtenus se décalent vers les plus grandes longueurs d'onde. L'espacement des modes mesuré ici est de l'ordre de 2 nm, ce qui correspond à l'ISL de la cavité courte. Le dessin sur la gauche du graphe montre les peignes des modes des deux cavités (longue et courte) et atteste de la coïncidence entre les sauts de mode et la réflectivité donnée par la cavité courte et les cristaux photoniques.

La cavité courte joue bien le rôle de modulateur.

L'émission est monofréquence sur une plage d'accordabilité continue de 0.2 nm. En termes d'accordabilité par sauts nous avons pu balayer un intervalle de 25 nm entre un courant total minimum de 35 mA ($I_C = 10$ mA et $I_L = 25$ mA) et un courant total maximum de 130 mA ($I_C = 50$ mA et $I_L = 80$ mA).

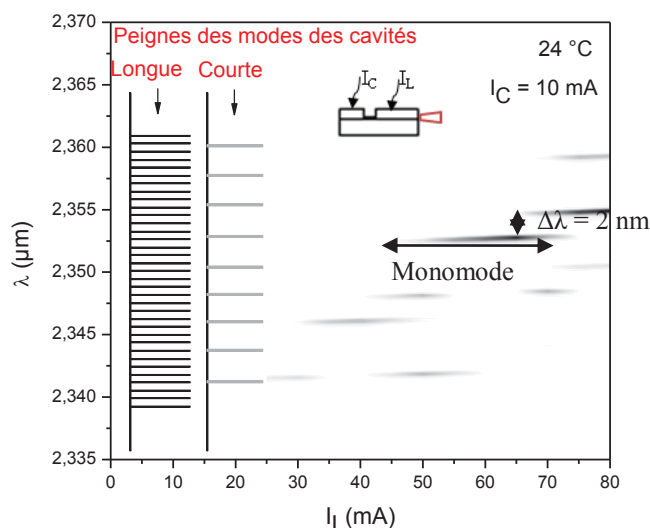


Figure 4.34 : Cartographie des spectres du laser J3 à 24°C, en continu pour $I_C = 10$ mA et I_L variant de 25 à 80 mA.

On a ainsi pu constater plusieurs modes de fonctionnement :

- Lorsque la cavité courte est faiblement pompée, on aura un spectre monofréquence sous certaines conditions d'injection de courant. Les spectres multimodes qui apparaissent éventuellement montrent des $\Delta\lambda$ correspondant à la cavité longue seule, mais jamais distants d'un seul ISL : une modulation est donc apparue, créée par la cavité courte qui joue le rôle de modulateur.
- Si la cavité courte est fortement pompée, on observe une dégradation des qualités spectrales. Ce mode de fonctionnement est à proscrire dans les applications à la détection des gaz.

III.2.3. MESURE DE L'ACCORDABILITE EN COURANT

La mesure de l'accordabilité en courant peut se faire par le biais de deux méthodes distinctes. Une première a déjà été explicitée pour la diode P7 (émettant à 2.6 μm) : elle consiste à mesurer le décalage des spectres d'émission à courant variable pour une température fixe. Une autre méthode consiste à utiliser un étalon Fabry-Pérot [5]. Il s'agit ici d'un bloc de germanium massif à faces parallèles de 16 mm d'épaisseur. Cette mesure nécessite de placer, face à la cavité émettrice de la diode, l'étalon suivi d'une photodiode.

La longueur d'onde du laser varie au cours de l'enregistrement de la mesure car nous fixons une rampe de courant (10 mA). L'enregistrement obtenu est illustré à la Figure 4.35, il présente l'intensité transmise par l'étalon en incidence normale. Le signal obtenu est une rampe de puissance modulée par les interférences dues à l'étalon. Les conditions de mesure sont les suivantes : $I_C = 37 \text{ mA}$, $I_L = 63 \text{ à } 73 \text{ mA}$, $T = 20^\circ\text{C}$.

On déduit la mesure de l'accordabilité par la formule donnée pour mesurer l'intervalle de fréquence entre deux oscillations fréquentielles consécutives. Cette formule est la suivante :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} \quad (4.11)$$

L'indice n de l'étalon est fixe pour une longueur d'onde donnée, $n = 4$ pour $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $L = 16 \text{ mm}$. On en déduit l'espacement entre deux maxima $\Delta\nu = 2.34 \text{ GHz}$.

De cette mesure, on peut calculer $\frac{\Delta\nu}{\Delta I}$ ($= 0.89 \text{ GHz/mA}$) et en déduire la valeur du taux d'accordabilité en courant $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I}$. L'accordabilité en courant que nous avons mesurée ici est de 0.016 nm/mA. Cette valeur est assez proche de celle obtenue pour les diodes émettant à 2.6 μm où une accordabilité en courant de 0.019 nm/mA a été mesurée.

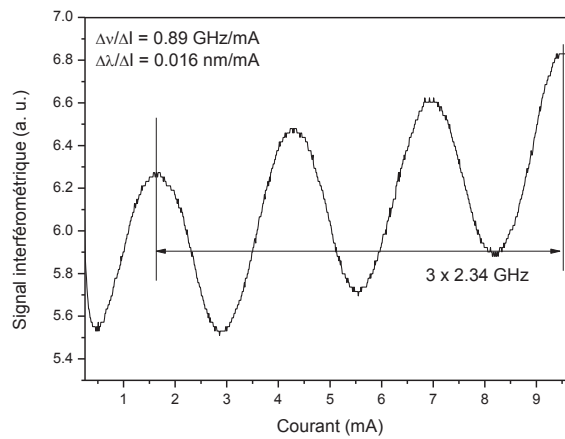


Figure 4.35 : Oscillations Fabry-Pérot obtenues avec l'étalon germanium.

III.2.4. FAISABILITE DE LA MESURE DE METHANE ET DU MONOXYDE DE CARBONE A 2.3 μM

Pour vérifier la faisabilité de la mesure de CH₄ et de CO avec les composants, nous avons utilisé des petites cellules (moins de 2 cm de long) contenant des gaz purs calibrés. Ces cellules étaient successivement insérées entre le laser et une photodiode InGaAs (étendue à 2.6 μm) lors de l'acquisition de P(I). La Figure 4.36 présente deux exemples de P(I) mesurés à 26 °C. Les changements d'allure des courbes indiquent une absorption par une espèce gazeuse, ici en bleu le monoxyde de carbone et en rouge le méthane.

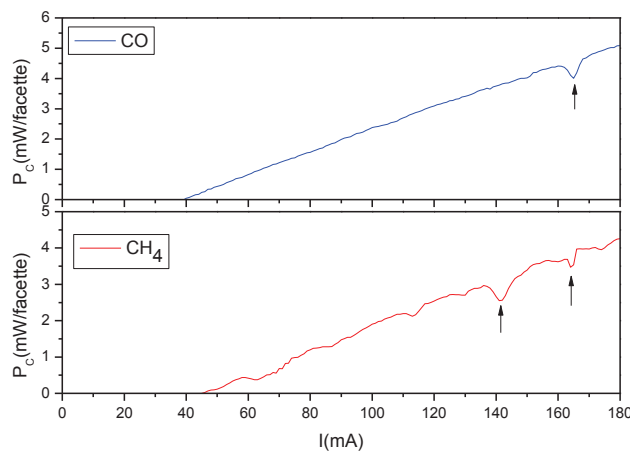


Figure 4.36 : P(I) mesurés à 26°C montrant l'absorption du CH₄ et du CO. Les flèches désignent les raies d'absorption.

La présence de raies d'absorption des deux espèces dans une même gamme de courant permet d'envisager la détection simultanée des deux gaz. Il est cependant nécessaire de vérifier la qualité spectrale de l'émission laser dans ces conditions (SMSR, largeur de raie).

Une raie de gaz peut aussi être utilisée pour mesurer la largeur de raie laser. Il est dans ce cas nécessaire de connaître l'accordabilité en courant de notre laser, mesure explicitée plus haut.

Le principe de base utilisé ici est la conversion d'un bruit de phase en bruit d'amplitude [6] sur les flancs d'une raie d'absorption. On utilise de préférence une raie pompée (ici une raie de CH_4 pure sur un chemin de 15 cm à 20 Torr) pour que la pente soit maximale et la conversion en bruit d'amplitude mieux mesurable. Ainsi, la mesure se résume à une évaluation de l'amplitude du bruit sur une raie d'absorption. Celle-ci est traduite en fréquence via la pente de la raie.

Les conditions de fonctionnement du composant sont les suivantes : $I_L = 63$ à 73 mA, $I_C = 37$ mA, $T = 20$ °C.

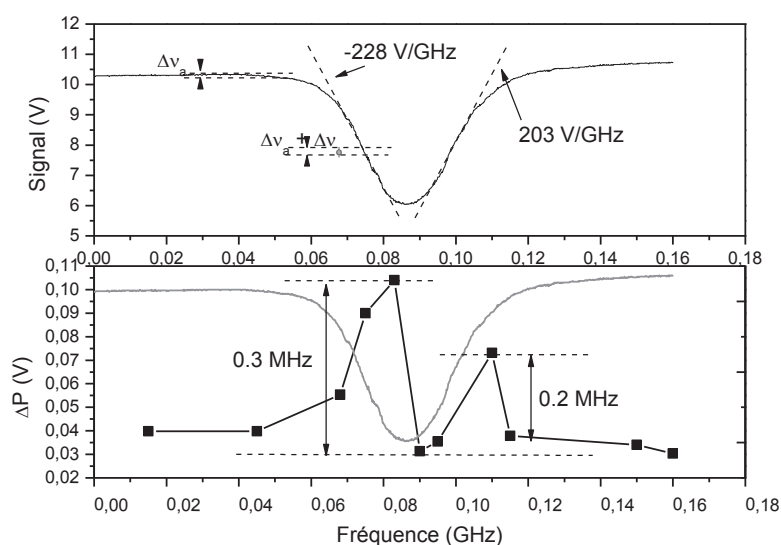


Figure 4.37 : Mesure de la largeur de raie laser sur une raie de méthane pompée à 20 Torr. Δv_a = bruit d'amplitude, Δv_ϕ = bruit de phase supplémentaire, mesurable sur les flancs de la raie d'absorption.

La mesure est délicate et l'incertitude importante (de l'ordre de 50%). On obtient un ordre de grandeur de 0.3 MHz. C'est une valeur plutôt bonne, inférieure à celle de lasers DFB classiques (de l'ordre du MHz)

IV. CONCLUSION

Dans ce dernier chapitre, nous avons traité des différentes caractérisations menées sur les composants réalisés. Du fait de la spécificité des composants, nous avons montré les modifications apportées au niveau des embases et du support de montage. Ces changements nous ont permis d'avoir des supports spécialement adaptés à nos lasers et ainsi en faciliter leur caractérisation.

Dans une première partie de chapitre, nous avons discuté des caractéristiques des composants émettant à $2.6 \mu\text{m}$ qui ont été réalisés avec un premier jeu de masques. Ces premiers lasers ont montré un fonctionnement en régime continu et à température ambiante. Les lasers *ridges* issus de cette plaque ont montré des densités de courants de seuil en court-circuit comparables à celles obtenues sur des diodes à contact large dans le cas d'une technologie standard. Ces premiers résultats nous ont permis de valider le procédé technologique mis en place. Les lasers à cavités couplées par cristaux photoniques ont à leur tour été testés et ont fonctionné en régime continu et à température ambiante. Une émission monofréquence (SMSR = 25 dB) a été obtenue avec un pompage indépendant des deux cavités, sous certaines conditions d'injection de courant.

Au vu des résultats de modélisations présentés au chapitre 2 du manuscrit, une nouvelle géométrie de structure a été proposée et développée avec des lasers à cavités couplées par CPs émettant à $2.3 \mu\text{m}$. Ces structures ont fait l'objet de la deuxième partie du chapitre où les caractérisations électriques et spectrales en court-circuit et sans court-circuit sont explicitées. Ces composants ont présenté un fonctionnement en continu et à température ambiante. Les courants de seuil mesurés en court-circuit sont aussi bas que ceux obtenus sur des *ridges* simples d'égale largeur et issus de la même plaque épitaxiée.

Afin de quantifier l'isolation électrique des composants, des mesures de résistances ont été effectuées. Nous avons pu constater une faible isolation électrique des deux cavités due à un problème rencontré lors du procédé technologique et plus précisément lors de la gravure des rubans qui a dégradé la surface de notre échantillon. De ce fait, l'interprétation des résultats des caractérisations en cavités indépendantes est rendue délicate. Toutefois, nous avons pu mettre en évidence la reproductibilité de nos mesures et ce par l'équivalence des puissances recueillies quelque soit la cavité placée en émission (courte ou longue) et quelque soit le type de pompage des cavités (court-circuit et sans court-circuit). Pour un même couple de courant, les puissances délivrées sont similaires. Par ailleurs, l'augmentation du courant injecté dans la cavité courte permet d'atteindre des courants de seuils bas. Ainsi, l'émission laser est modulée par la cavité courte tandis que la cavité longue joue le rôle de laser.

Les modélisations simples par matrices de transfert nous ont permis de prédire le comportement de nos composants, nous avons ainsi montré que la diode J3 traitée dans ce

chapitre et ce pour les longueurs de cavités mises en jeu, est un composant adéquat pour les applications visées.

L'étude spectrale de ce composant nous a permis de dégager les différents types de fonctionnement des diodes à cavités couplées par CPs. En effet, pour les caractérisations en court-circuit avec des courants injectés inférieurs à 60 mA, des spectres avec des SMSR = 16 dB ont été obtenus, l'écart spectral mesuré correspondant à l'ISL de la cavité longue. Dans le cas d'un pompage indépendant des deux cavités, lorsque la cavité courte n'est pas ou faiblement pompée des émissions monofréquences sont obtenues sous certaines conditions d'injection de courant. Les spectres multimodes qui apparaissent dans ces cas précis soulignent des écarts spectraux dont les signatures correspondent à la cavité longue mais où la modulation apportée par la cavité courte est mise en évidence. Lorsque la cavité courte est fortement pompée, les qualités spectrales se dégradent avec des émissions moins monofréquences et des écarts spectraux irréguliers. De ces diverses observations, la cavité courte paraît effectivement jouer le rôle d'un modulateur.

Les mesures de détection des raies de méthane et du monoxyde de carbone discutées en fin de chapitre ont démontré la faisabilité de l'utilisation de ces composants dans un système de détection de gaz par spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables et surtout que l'accordabilité obtenue était suffisante pour ce type d'application. Dans les mois à venir, le composant étudié devrait être monté sur un banc de mesures développé à l'IES, basé sur la détection photoacoustique à quartz QEPAS (acronyme anglais pour *Quartz Enhanced PhotoAcoustic Spectroscopy*) afin de détecter de faibles concentrations de méthane.

En conclusion, le cahier des charges des composants développés dans le cadre de cette thèse est rempli. Nous avons obtenu des lasers à cavités couplées par CPs avec un fonctionnement en régime continu et à température ambiante. Une émission monofréquence avec un rapport de suppression de modes secondaires de 25 dB a été obtenue sous certaines conditions d'injection de courant qu'il faut ajuster afin d'améliorer l'émission. Une accordabilité continue de 0.2 nm ainsi qu'une accordabilité par sauts de 25 nm ont été mesurées. La valeur de 1 nm d'accordabilité continue annoncée dans le cahier des charges n'a pas été atteinte, toutefois les mesures de détection de gaz ont montré que les composants étaient convenables pour ce type d'application.

REFERENCES

- [1]. S. Moudji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard and A. Vicet, "2.6 μm GaSb based photonic crystal coupled cavity lasers", *Electronic Letters*, Vol. 45, n° 22, pp. 1119-1121, 2009.
- [2]. G.P Agrawal, N.K. Dutta, "Long-wavelength semiconductor lasers", AT&T Bell Laboratories Murray Hill, New Jersey, 1986.
- [3]. L. A. Coldren, K. Furuya, B. I. Miller and J. A. Rentschler, "Etched Mirror and Groove – Coupled GaInAsP/InP Laser Devices for Integrated Optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, no.10, 1982.
- [4]. L. A Coldren and S. W. Corzine, "Diode Laser and Photonics Integrated Circuits", Wiley, Interscience publication, Kai Chang Editor, 1995.
- [5]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.
- [6]. A. Vicet, "Etude et réalisation d'un analyseur multigaz à diodes lasers accordables", Université Montpellier II, 2001.

CONCLUSION GENERALE

L'objet de la thèse était l'étude de diodes laser à semiconducteurs à cavités couplées par cristaux photoniques dans le moyen infrarouge pour la détection de gaz. Pour répondre à cette application, ces diodes laser devaient présenter un caractère monofréquence et être largement accordables.

Ce manuscrit a abordé les différents aspects du développement de ces composants.

Dans le chapitre 1, nous avons explicité la technique de spectroscopie par diodes laser accordables qui est une technique très sensible et très sélective. La présence de raies d'absorption intenses de diverses espèces gazeuses dans le moyen infrarouge nous a conduits à travailler dans cette gamme spectrale et par conséquent à utiliser la filière des antimoniures. Ainsi, les lasers étudiés sont des lasers à semiconducteurs à base d'antimoniures réalisés à l'IES. En particulier, nous avons axé nos travaux sur les diodes laser en GaInAsSb/AlGaAsSb dont l'utilité a été mise en évidence par les travaux menés à l'IES pour la gamme spectrale visée (λ comprise entre 2 et 2.7 μm). La première partie du manuscrit a également traité de la problématique de design de ces structures pour de plus grandes longueurs d'onde ($> 3 \mu\text{m}$), en soulignant le travail approfondi sur la structure de la zone active. Nous avons également présenté un état de l'art des diodes laser monofréquences accordables dans le moyen infrarouge.

En résumé, nous avons exposé dans ce premier chapitre les pré-requis exigibles des diodes laser pour une application dédiée à la détection de gaz. Les paramètres à retenir sont les suivants :

- Fonctionnement en régime continu et à température ambiante
- Rapport de suppression des modes secondaires (SMSR) > 25 dB
- Accordabilité continue d'environ 1 nm

Pour répondre à ces exigences, nous avons étudié une approche originale et innovante qui consiste à coupler deux cavités laser au moyen d'un miroir intracavité à cristal photonique. Il s'est agi d'allier les concepts de cristaux photoniques et de cavités couplées pour conférer à nos composants des propriétés particulières telles qu'une sélection modale, une large accordabilité et une stabilité mécanique. Nous avons tout d'abord rappelé dans le chapitre 2 les propriétés des cristaux photoniques et souligné l'intérêt de leur introduction dans des diodes laser classiques pour réaliser des structures compactes monomodes. Nous avons ensuite abordé le principe de fonctionnement des lasers à cavités couplées et présenté l'état de l'art des lasers à cavités couplées par des cristaux photoniques. Nous avons défini et étudié une première configuration qui consistait à réaliser le miroir intracavité de part et d'autre du ruban laser. La modélisation de cette structure nous a montré que les réflectivités obtenues étaient très basses rendant cette première configuration peu favorable à l'obtention d'un fort couplage entre les deux

cavités. Nous avons donc amélioré la structure en proposant une deuxième configuration avec cette fois-ci la réalisation des cristaux photoniques interrompant le ruban laser. Cette seconde disposition du miroir intracavité nous a conduits à dégager un ensemble de paramètres favorisant l'obtention de fortes réflectivités et en conséquence un réel fonctionnement en cavités couplées.

Parallèlement, un des enjeux majeurs de notre étude a consisté au développement d'un procédé technologique complet spécifique à partir des structures laser épitaxiées à l'IES.

L'effort principal a porté sur la mise en place d'un procédé de gravure profonde de motifs à l'échelle submicronique à fort rapport d'aspect et ce dans la filière des antimoniures à partir de la lithographie électronique. En nous basant sur des travaux rapportés dans la littérature et d'autres menés au LAAS dans la filière GaAs, nous avons choisi d'utiliser un masque de gravure bicouche constitué de silice et de résine pour répondre aux exigences de la gravure chlorée en termes de robustesse et de profondeur de gravure. Nous avons défini les conditions d'écriture électronique et d'ouverture du masque intermédiaire. A partir de ce masque, nous avons développé un procédé de gravure multi-étapes, déjà exploité pour la gravure du silicium, qui consiste à alterner entre un plasma de gravure, un plasma d'oxydation et un plasma de passivation pour passiver les flancs de gravure afin d'éviter l'érosion des motifs et ainsi repousser les limitations du procédé de gravure à une seule étape. Ce procédé nous a permis d'atteindre des profondeurs de gravure importantes de 1.45 μm pour des motifs de 350 nm de diamètre et ce dans des couches à forte teneur en aluminium. Ces profondeurs ne constituent pas les limites compte tenu de l'épaisseur résiduelle du masque de silice qui permet d'envisager des cycles supplémentaires de gravure. L'approfondissement de la compréhension des phénomènes de passivation pourrait permettre une meilleure optimisation des conditions de plasma et apporter encore des améliorations notamment en matière de verticalité des flancs de gravure.

Un deuxième volet a porté sur le développement de l'enchaînement des étapes pour aboutir à la réalisation des dispositifs visés. Nous avons mis en place une procédure d'alignement entre les lithographies optique et électronique avec une précision relative à celle de la fabrication des masques optiques (200 nm). Pour remédier aux difficultés d'ouverture des rubans par voie optique, nous avons eu recours à l'insolation électronique. Aussi, nous avons établi des conditions d'écriture compatibles avec un temps non rédhibitoire et défini un protocole pour centrer correctement l'ouverture de l'isolation par rapport aux rubans.

Le développement des différentes briques technologiques nous a permis d'aboutir à la réalisation de lasers à cavités couplées par cristaux photoniques et ce à deux longueurs d'émission distinctes 2.6 et 2.3 μm dont les caractérisations électriques et spectrales ont fait l'objet du dernier chapitre. Face à la spécificité de nos composants (deux cavités laser à alimenter en courant de façon indépendante), nous avons modifié les embases et les

supports de montage adaptés à l'origine à des composants de technologie standard, basée sur une seule prise de contact. Les premières diodes laser testées présentaient une émission à 2.6 μm et ont été réalisées avec un premier jeu de masques plaçant le miroir intracavité de part et d'autre du ruban laser. Les lasers *ridges* issus de cette plaque ont montré un fonctionnement en régime continu et à température ambiante validant le procédé technologique mis en place. Les lasers à cavités couplées par des cristaux photoniques ont présenté des performances spectrales satisfaisantes. Une émission monofréquence (SMSR = 25 dB) a été obtenue avec un pompage indépendant des deux cavités et ce sous certaines conditions d'injection de courant.

Un second lot d'échantillons émettant à 2.3 μm a été réalisé selon la nouvelle configuration de cavité basée sur un miroir à cristal photonique traversant le ruban pour renforcer le couplage entre les cavités. Malgré une mauvaise isolation entre les cavités couplées due à un problème rencontré lors du procédé technologique, les caractérisations électriques et spectrales de ces composants nous ont permis de dégager leurs différents modes de fonctionnement et de mettre en évidence les rôles de chaque cavité. La cavité courte sert à moduler l'émission laser de la cavité longue. Les enregistrements spectraux ont montré la prépondérance de l'émission de la cavité longue avec une modulation créée par la cavité courte. Ces composants ont permis d'effectuer des premières mesures d'absorption de méthane et de monoxyde de carbone qui valident la faisabilité de l'utilisation de ces structures dans un système de détection de gaz par spectroscopie d'absorption à diodes laser.

Les concepts et les procédés qui ont été développés, dans cette étude, sont parfaitement génériques et peuvent être appliqués à d'autres longueurs d'onde et même à d'autres filières de matériaux. D'ores et déjà, ils ont été appliqués à des structures d'antimoniures émettant à 3.03 μm . Leurs premières caractérisations sont particulièrement prometteuses et devraient permettre une meilleure analyse du comportement des cavités couplées.

De manière générale, les travaux présentés dans ce manuscrit soulignent l'intérêt des cristaux photoniques pour la réalisation de cavités couplées. L'utilisation, dans un même composant des deux concepts (cavités couplées et cristaux photoniques) a permis d'obtenir des diodes laser fonctionnant à température ambiante en régime continu ayant un caractère monofréquence sous certaines conditions d'injection de courant. Cependant, bien que suffisante pour la détection de gaz, l'accordabilité sans saut de mode obtenue reste relativement faible.

Pour outrepasser cette faible accordabilité spectrale, une approche alternative serait de proposer des barrettes de diodes laser entièrement définies par des cristaux photoniques parfaitement monomodes avec des longueurs d'onde bien spécifiques et régulièrement espacées pour couvrir la gamme spectrale d'intérêt et sonder les différentes raies d'absorption des gaz. Elle ouvrirait ainsi la voie à des détections simultanées de

différentes espèces gazeuses, ou encore à des techniques de multiplexage adaptées à la spectroscopie d'absorption.

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE 1

- [1]. L. S. Rothman, R. R. Gamache, A. Goldman, L. R. Brown, R. A. Toth, H. M. Pickett, R. L. Poynter, J. M. Flaud, C. Camy-Peyret, A. Barbe, N. Husson, C. P. Rinsland and A. H. Smith. "The HITRAN database: 1986 edition" *Applied Optics.*, 26 (19), pp. 4058-4097, 1987.
- [2]. B. Rosier, "Spectres synthétiques, calcul des specters", ONERA, 1990.
- [3]. R. N. Hall, T. L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double heterostructure injection lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 3, pp. 1299-1306, 1975.
- [4]. H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers", *Proceedings of the IEEE*, vol. 51, no. 12, pp. 1782-1783, 1963.
- [5]. E. Rosencher and B. Vinter, "Optoélectronique", Masson, 1998.
- [6]. C. Alibert, "Laser semiconducteur à base de GaSb émettant entre 1.9 et 2.35 μm ", PMT CNES R et D 94-96, pp. 1-8, 1993.
- [7]. Y. Rouillard, J. Angellier, A. Salhi, P. Grech and F. Chevrier, GaInAsSb/AlGaAsSb "Laser diodes for the 2-3 μm range", *Proceedings of SPIE*, 5738, pp. 120-129, 2008.
- [8]. G.W. Turner, H.K. Choi and M.J. Manfra, Ultralow-threshold (50 A/cm²) strained single-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb lasers emitting at 2.05 μm , *Applied Physics Letters*, 72-8 pp. 876-878, 1998.
- [9]. C. Lin, M. Grau, O. Dier and M.-C. Amann, "Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24-3.04 μm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, 84-25, pp. 5088-5090, 2004.
- [10]. A. Salhi, Y. Rouillard, J. Angellier, P. Grech and A. Vicet, "2.61 μm GaInAsSb/AlGaAsSb type I quantum well laser diodes with low threshold", *Electronics Letters*, 40-7, pp. 424-425, 2004.
- [11]. N. Kobayashi, Horikoshi and Uemura, « Room temperature operation of the InGaAsSb/AlGaAsSb DH laser at 1.8 μm wavelength", *Jpn., Journal of Applied Physics*, vol. 19, pp. 30-32, Japan, 1980.
- [12]. A. N. Baranov, T. N. Danilova, B. E. Dzhurtanov, A. N. Imenkov, S. G. Konnikov, A. M. Litkav, V. E. Usmanskii and Y. P. Yakovlev, " CW lasing in GaInAsSb/GaSb buried channel laser (T=20 degrees C, lambda = 2.0 μm)", *Pi'sma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fizika*, 14-17-18, pp. 1671-1675, 1988.
- [13]. G. Motosugui and T. Kagawa, « Liquid-phase epitaxial growth and characterization of AlGaAsSb lattice-matched to GaSb substrates", *Journal of Crystal Growth*, 49-1, pp. 102-108, 1980.
- [14]. F. Karouta, A. Marbeuf, A. Joullie and J. H. Fan, « Low temperature phase diagram of the Ga_{1-x}In/sub x/As/sub y/ Sb/ sub 1-y/system », *Journal of Crystal Growth*, vol. 79, no.1-3, pt.1, pp. 445-450, 1986.
- [15]. H. K. Choi and S. J. Eglash, "Room-temperature CW operation at 2.2 μm of GaInAsSb/AlGaAsSb diode lasers grown by molecular beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, vol. 59, no. 10, pp. 1165-1166, 1991.

- [16]. H. K. Choi and S. J. Eglash, “ High-power multiple-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb diodes lasers emitting at 2.1 μm with low threshold current density”, *Applied Physics Letters*, vol. 61, no. 10, pp. 1154-1156, 1992.
- [17]. H. K. Choi, S. J. Eglash and M. K. Connors, “Single-frequency GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well ridge-waveguide lasers emitting at 2.1 μm ”, *Applied Physics Letters*, vol. 63, no. 24, pp. 3271-3272, 1993.
- [18]. J. Angellier, “Elaboration et analyse de diodes lasers émettant entre 2.3 μm et 3.1 μm », Thèse, Université Montpellier II, 2006.
- [19]. A. Vicet, “Etude et réalisation d’un analyseur multigaz à diodes lasers accordables”, Université Montpellier II, 2001.
- [20]. J. Angellier, D. Barat, G. Boissier, F. Chevrier, P. Grech, A. Vicet, Y. Rouillard, “Toward an AlGaAsSb/GaInAsSb/GaAs laser emitting beyond 3 μm ”, *Proceedings of SPIE*, 6485, 2007.
- [21]. Y. Rouillard, J. Angellier, A. Salhi, P. Grech and F. Chevrier, “GaInAsSb/AlGaAsSb laser diodes for the 2-3 μm range”, *Proceedings of SPIE*, 5738, pp. 120-129, 2005.
- [22]. Y. Rouillard, F. Genty, A. Perona, A. Vicet, D. A. Yarekha, G. Boissier, P. Grech, A. N. Baranov, and C. Alibert, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* 359, 581, 2001.
- [23]. J. G. Kim, L. Shterengas, R. U. Martinelli, G. L. Belenky, D. Z. Garbuzov, and W. K. Chan, *Applied Physics Letters*, 81, 3146, 2002.
- [24]. M. Garcia, A. Salhi, A. Perona, Y. Rouillard, C. Sirtori, X. Marcadet, and C. Alibert, *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 1253, 2004.
- [25]. G. W. Turner, H. K. Choi and M. J. Manfra, “Ultralow-threshold (50A/cm²) strained single-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb lasers emitting at 2.05 μm ”, *Applied Physics Letters*, 72-8, pp. 876-878, 1998.
- [26]. L. Shterengas, G. L. Belenky, J. G. Kim, and R. U. Martinelli, “Design of high-power room-temperature continuous-wave GaSb-based-type I quantum-well lasers with $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$ ”, *Semiconductor. Science and Technology*. 19, 655-658, 2004.
- [27]. Y. Rouillard, “Diodes laser GaInAsSb/AlGaAsSb pour émission dans la gamme 2-3 μm et au delà”, HDR, Université Montpellier II, 2007.
- [28]. T. Hosoda, G. Belenky, L. Shterengas, G. Kipshidze, and M. V. Kisin, “Continuous-wave room temperature operated 3.0 μm type I GaSb-based lasers with quinary AlInGaAsSb barriers”, *Applied Physics Letters*, 92, pp. 091106-3, 2008.
- [29]. L. Shterengas, G. Belenky, G. Kipshidze, and T. Hosoda, “Room temperature operated 3.1 μm type-I GaSb-based diode lasers with 80mW continuous-wave output power”, *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 171111-3, 2008.
- [30]. M. Grau, C. Lin, O. Dier, C. Lauer, and M.-C. Amann, “Room-temperature operation of 3.26 μm GaSb-based type-I lasers with quinary AlGaInAsSb barriers”, *Applied Physics Letters* 87, pp. 241104, 2005.
- [31]. L. Shterengas, G. Belenky, T. Hosoda, G. Kipshidze, and S. Suchalkin, “Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 μm at 12 °C”, *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 011103-3, 2008.

- [32]. S. Belahsene, L. Naehle, M. Fischer, J. Koeth, G. Boissier, P. Grech, G. Narcy, A. Vicet and Y. Rouillard, "Laser diodes gas sensing emitting at 3.06 μm at room temperature", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 22, no. 15, pp. 1084-1086, 2010.
- [33]. D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard L. Le Gratiet, S. Guilet, A. Martinez, A. Ramdane, "Antimonide-based lasers and DFB laser diodes in the 2-2.7 μm wavelength range for absorption spectroscopy", Applied Physics. B, vol. 90, pp 201-204, 2008.
- [34]. M. Oishi, M. Yamamoto, and K. Kasaya, "2.0 μm single-mode operation of InGaAs-InGaAsP distributed-feedback buried-heterostructure quantum well lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, pp. 431-433, 1997.
- [35]. M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M. Oishi, H. Sugiura, and K. Kasay, "2.05 μm wavelength InGaAs-InGaAsP distributed-feedback multi-quantum-well lasers with 10 mW output power", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, pp. 33-35, 1999.
- [36]. R. Werner, T. Bleuel, J. Hofmann, M. Brockhaus, and A. Forchel, "In-GaAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 1.72 μm ", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, pp. 966-968, 2000.
- [37]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Low threshold high-quantum-efficiency laterally gain coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers", Applied Physics Letters, vol. 74, p. 483, 1999.
- [38]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, M. Reinhard, 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.
- [39]. T. Bleuel, M. Muller, and A. Forchel, "2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, pp. 553-555, 2001.
- [40]. M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, A. Forchel, R. Werner, M. Fischer, and J. Koeth, "Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm ," Electronics Letters, vol. 42, 2006.
- [41]. 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 μm ," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 21, pp. 36-38, 2009.
- [42]. K. Rossner, M. Hummer, A. Forchel, R. Werner, and J. Koeth, "GaInAsSb/GaSb type-II distributed feedback lasers emitting in the 2.8 μm range," presented at 2006 Conference on Lasers & Electro Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference CLEO/QELS, Long Beach (USA), 2006.
- [43]. D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard, L. Le Gratiet, S. Guilet, A. Martinez, A. Ramdane, « Antimonide DFB lasers emitting above 2.6 μm », Electronic. Letters. 43 (23) pp 1281-1282, 2007.
- [44]. T. Lehnhardt, M. Hummer, K. Rossner, M. Muller, S. Hofling, and A. Forchel, "Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting beyond 3 μm ," Applied Physics Letters, vol. 92, pp. 183508, 2008.
- [45]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.

CHAPITRE 2

- [1]. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic Crystals", Princeton, New-York, 1995.
- [2]. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve and S. Fan, "Photonic Crystals", Solid State Communications, vol. 102, no. 2-3, pp. 165-173, 1997.
- [3]. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, Physical Review Letters, vol. 58(20), pp. 2059-2062, 1987.
- [4]. S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", Physical Review Letters, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [5]. E Yablanovitch, J. Phys. Condens. Matter, vol. 5, no. 16, pp. 2443-2460, 1993.
- [6]. A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, et N. A. Nicorovici, "Photonic engineering : Aphrodite's iridescence", Nature, vol. 409, pp. 36-37, 2001.
- [7]. R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, "The sea mouse and the photonic crystal", Australian Journal. of Chemistry., vol. 54, pp. 241-244, 2001.
- [8]. P.Vukusic, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, R.J. Wootton, «Quantified interference and diffraction in single morpho butterfly scales», Proceedings Biological. Sciences, The Royal Society of London 266, pp. 1403-1411, 1999.
- [9]. C. Kittel, "Solid State Physics", John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [10]. C. Kittel, "Introduction à la Physique de l'Etat Solide", Dunod, Paris, 1958.
- [11]. A. Spisser et al, "Highly selective and widely tunable 1.55µm InP/air micromachined Fabry-Perot filter for optical communications", Photonics Technology Letters, vol. 10 (9), pp. 1259-1261, 1998.
- [12]. Hecht and Zajac, Optics, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1974.
- [13]. T. E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [14]. D. Bernier, « Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le de multiplexage en longueur d'onde », Université Paris-Sud XI, Orsay, 2008.
- [15]. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic Crystals- Modeling the flow of light", Second Edition, Princeton, New-York, 2008.
- [16]. 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.
- [17]. Y. Yuan et al., "Edge-emitting lasers with short-period semiconductor/air distributed Bragg reflector mirrors", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9(7): p. 881-883, 1997.
- [18]. E. Höfling et al., "Short-cavity edge-emitting lasers with deeply etched distributed Bragg mirrors", Electronics Letters, vol. 35(2): p. 154-155, 1999.

- [19]. J. Valentin, "Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques," Thèse de doctorat en Nanophysique, Nanocomposants, Nanomesures. Toulouse: Institut National des Sciences Appliquées, pp. 144, 2004.
- [20]. S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "12µm long edge-emitting quantum dot laser," *Electronic Letters.*, vol. 37, pp. 690-691, 2001.
- [21]. J. Moosburger et al., "Semiconductor lasers with 2D photonic crystal mirrors based on a wet-oxidized Al₂O₃-mask", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13(5): p. 406-408, 2001.
- [22]. T. D Happ, A. Markard, M. Kamp, J. L. Gentner, and A. Forchel, "InP-based short cavity lasers with 2D photonic crystal mirror", *Electronics Letters*, 37(7): p. 428-429, 2001.
- [23]. T. D Happ, M. Kamp, and A. Forchel, "Integration of 2D photonic crystals with ridge waveguide lasers", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34: p. 91-99, 2002.
- [24]. P. O. Leisher, A. J. Danner, and K. D. Choquette, "Single-mode 1.3 µm photonic crystal vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 2156-2158, 2006.
- [25]. 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.
- [26]. S. Boutami, B. Ben Bakir, P. Regreny, J. L. Leclercq, and P. Viktorovitch, "Compact 1.55 µm room-temperature optically pumped VCSEL using photonic crystal mirror," *Electronic Letters.*, vol. 43, pp. 282-283, 2007.
- [27]. T. F. Krauss, R. M. De La Rue and S. Brand, « Two-dimensional photonic band gap structures operating at near infrared wavelengths », *Nature*, vol. 383, pp. 699-702, 1996.
- [28]. 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.
- [29]. B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic doubleheterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.
- [30]. A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump", *Electronic Letters*, vol. 39, pp. 213-215, 2003.
- [31]. 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.
- [32]. 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.
- [33]. 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.
- [34]. 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.

- [35]. A. Larrue, « Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 μm en filière GaAs », Université de Toulouse III, 2009.
- [36]. G.P Agrawal, N.K. Dutta, "Long-wavelength semiconductor lasers", AT&T Bell Laboratories Murray Hill, New Jersey, 1986.
- [37]. H. Kogelnik and C. K. N. Patel, "Mode suppression and single-frequency operation in gaseous optical maser", Proceedings IRE, vol. 60, pp. 2365-2366, 1962.
- [38]. P. W. Smith, "Mode selection in lasers", Proceedings IEEE, vol. 60, pp. 422-440, 1972.
- [39]. A. B. Fowler, "Cooperative effect in GaAs lasers", Journal of Applied Physics, vol. 35, pp. 2275-2276, 1964.
- [40]. R. P Salathe, "Diode lasers coupled to external resonators", Applied Physics Letters, vol. 20, pp. 1-18, 1979.
- [41]. L. A. Coldren, B. I Miller, K. Iga, and J. A. Rentschler, "Monolithic two-section GaInAsP/InP active-optical resonator devices formed by reactive ion etching", Applied Physics Letters, vol. 38, pp. 315-317, 1981.
- [42]. 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," Electronic Letters, vol. 19, pp. 488-490, 1983.
- [43]. K. H. Cameron, P. J. Chidgey, and K. R. Preston, Electronic Letters, vol. 18, p. 650, 1982.
- [44]. H. Cai, B. Liu, X. M. Zhang, A. Q. Liu, J. Tamil, T. Bourouina, and Q. X. Zhang, « A micromachined tunable coupled-cavity laser for wide tuning range and high spectral purity », OPTICS EXPRESS, vol. 16, no. 21, 2008.
- [45]. W. T. Tsang, N. A. Olsson, and N. A. Logan, J. A. Ditznberger, I. P. Kaminow, and J.-S. Ko, "Single-longitudinal mode performance characteristics of cleaved-coupled-cavity lasers," Applied Physics Letters, vol. 43, pp. 1003-1005, 1983.
- [46]. L. A. Coldren, K. J. Ebeling, J. A. Rentschler, C. A. Burrus, and D. P. Wilt, "Continuous operation of monolithic dynamic-single mode coupled-cavity lasers", Applied Physics Letters, vol. 44, pp. 358-370, 1984.
- [47]. L. A. Coldren and T. L. Koch, "Analysis and design of coupled-cavity lasers – Part I : Threshold gain analysis and design guidelines", IEEE Journal Quantum Electronics, vol. QE-20, pp. 659-670, 1984.
- [48]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.
- [49]. M. Kamp, J. Hofmann, F. Schafer, M. Reinhard, 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.
- [50]. T. Bleuel, M. Muller, and A. Forchel, "2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, pp. 553-555, 2001.
- [51]. M. Hummer, K. Rossner, T. Lehnhardt, M. Muller, A. Forchel, R. Werner, M. Fischer, and J. Koeth, "Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm ," Electronics Letters, vol. 42, 2006.

- [52]. T. Lehnhardt, M. Hummer, K. Rossner, M. Muller, S. Hofling, and A. Forchel, "Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting beyond 3 μm ," *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 183508, 2008.
- [53]. 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 μm ," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 36-38, 2009.
- [54]. J. A. Gupta, P. J. Barrios, J. Lapointe, G. C. Aers, and C. Storey, "Single-mode 2.4 μm InGaAsSb/AlGaAsSb distributed feedback lasers for gas sensing," *Applied Physics Letters*, vol. 95, pp. 041104, 2009.
- [55]. W. T. Tsang, N. A. Olsson, and R. A. Logan, "High speed direct single-frequency modulation with large tuning rate and frequency exclusion in cleaved-coupled-cavity semiconductor lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 42, pp. 650, 1983.
- [56]. L. A Coldren and S. W Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Wiley, New-York, 1995.
- [57]. T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, and A. Forchel, "Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on two-dimensional photonic crystals", *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 4091-4093, 2001.
- [58]. T. D. Happ, M. Kamp, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, *Semiconductor Science and Technology*, "Two dimensional photonic crystal laser mirrors", vol. 16, pp. 227-232, 2001.
- [59]. M. Muller, H. Scherer, T. Lehnhardt, K. Rossner, M. Hummer, R. Werner, and A. Forchel, "Widely Tunable Coupled Cavity Lasers at 1.9 μm on GaSb," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, pp. 592-594, 2007.
- [60]. A. Bauer, M. Muller, T. Lehnhardt, K. Rossner, M. Hummer, H. Hofmann, M. Kamp, S. Hofling, and A. Forchel, "Discretely tunable single-mode lasers on GaSb using two-dimensional photonic crystal intracavity mirrors," *Nanotechnology*, vol. 19, pp. 235202, 2008.
- [61]. M. Muller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel, "Widely tunable photonic crystal coupled cavity lasers on GaSb," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 1100-1102, 2008.
- [62]. M. Muller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel, "Highly integrated coupled cavity photonic crystal laser with on-chip power control on the AlGaIn/AsSb material system," *Nanotechnology*, vol. 19, pp. 265203, 2008.
- [63]. M. Muller, F. Klopff, M. Kamp, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "Wide range tunable laterally coupled distributed-feedback lasers based on InGaAs-GaAs quantum dots," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 1246-1248, 2002.
- [64]. M. Muller, T. Lehnhardt, K. Rossner, and A. Forchel, "Tunable lasers on GaSb using the concept of binary superimposed gratings," *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 081117, 2008.
- [65]. J. Angellier, "Elaboration et analyse de diodes lasers émettant entre 2.3 μm et 3.1 μm », Thèse, Université Montpellier II, 2006.
- [66]. K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 14: p. 302- 307, 1966.

CHAPITRE 3

- [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 Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 205-15, 2002.
- [2]. 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.
- [3]. J. W. Lee, M. W. Devre, B.H.Reelfs, D; Johnson and J.N Sasserath, "Advanced selective dry etchin of GaAs/AlGaAs in high density inductively coupled plasmas", *Journal of Vaccuum. Science. And Technology A*, vol.18, pp. 1220-1224, 2000.
- [4]. J. Werking, J. Schramm, C. Nguyen, E. L. Hu and H. Kroemer, *Applied Physics Letters*, vol. 58, 2003.
- [5]. R. J. Shul, A. J. Howard, C. B. Vartuli, P. A. Barnes and S. Weng, *Journal of Vacuum Science and Technology A*, vol. 14, p. 1102, 1996.
- [6]. S. Agarwala, S. C. Horst, O. King, R. Wilson, D. Stone, M. Dagenais, Y. J. Chen, "High-density inductively coupled plasma etching of GaAs/AlGaAs in BCl₃/Cl₂/Ar : A study using mixture design experiment, *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 16, pp. 511-514, 1998.
- [7]. 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.
- [8]. 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.
- [9]. 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.
- [10]. L. Jalabert, P. Dubreuil, F. Carcenac, S. Pinaud, L. Salvagnac, H. Granier, C. Fontaine, "High aspect ratio GaAs nanowires made by ICP-RIE etching using Cl₂/N₂ chemistry", in *Microelectronic Engineering 85* , 1173-1178, 2008.
- [11]. T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner, and N. Bouadma, *Journal of Vacuum Science and Technology B* 19, 2775, 2001.
- [12]. 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.
- [13]. 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-dimensionl InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching", *Journal of Applied Physics*, 95, 2242, 2004.
- [14]. P. Strasser, R. Wuest, F. Robin, D. Emi, H. Jackel, « 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, 2007.
- [15]. R.v.d. Heijden et al, *Proceedings SPIE* 5450, 523, 2004.

- [16]. 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.
- [17]. 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.
- [18]. B. Lombardet, "Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005.
- [19]. 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.
- [20]. 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", *Microelectronics Engineering*. 61-62, 875, 2002.
- [21]. 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.
- [22]. A. Larrue, « Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 µm en filière GaAs », Université de Toulouse III, 2009.
- [23]. L. Zhang, L. F. Lester, R. J. Shul, C. G. Willison and R. P. Leavitt, "Inductively coupled plasma etching of III-V antimonides in BCl₃/Ar and Cl₂/Ar", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 17, pp. 965-969, 1999.
- [24]. A. R. Giehl, M. Kessler, A. Grosse, N. Herhammer and H. Fouckhardt, "Deep reactive ion etching of GaSb in Cl₂/Ar-plasma discharges using single-layer soft mask technologies", *Journal of Micromechanics. Microengineering*. 13, pp.238-245, 2002.
- [25]. A. Bauer, M. Muller, T. Lehnhardt, K. Kobner, M. Hummer and A. Forchel, "GaSb-based lasers with two dimensional photonic crystal mirrors", *Nanotechnology* 19, 015203, 2007.
- [26]. A. Larrue, P. Dubreuil, D. Belharet, F. Carcenac, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, "Masking strategy for all ICP-RIE etching of high aspect ratio Photonic Crystals in GaAs", JNTE, Toulouse, France, 2008.
- [27]. R. Wüest, P. Strasser, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, *J. Vac. Sci. Technol. B* 23, 3197, 2005.
- [28]. R. G. Brandes et R. H. Dudley, *Journal of The Electrochemical Society* 120, 140, 1973.
- [29]. D. L. Flamm, M. V. Donnelly, et D. E. Ibbotson, *VLSI Electronics Microstructure Science*, Orlando, 1984.
- [30]. H. F. Winters and J. W. Coburn, *Surf. Sci. Rep.* 14, 161, 1992.
- [31]. R.A Heinecke, *Solid State Electronics*, Vol.18, p. 1146, 1975.
- [32]. L.M Ephrath, E.J Petrillo « Parameter and reactor dependence of selective oxide RIE in CF₄+H₂ », *Journal of The Electrochemical Society*, Vol.129, pp.2282-2287, 1982.

- [33]. D. Fuard, "Etude et caractérisation avancées des procédés plasma pour les technologies sub-0.1 μ m", Université d'Orléans, 2003.
- [34]. S. J. Pearton and D. R. Norton, "Dry etching of electronic oxides, polymers, and semiconductors." *Plasma Processes and Polymers* 2(1): 16-37, 2005.
- [35]. F. H. Ko, J. K. Chen and F. C. Chang, "Fabricating and characterizing oblique polymer structures by electron beam writing on resist-coated SiO₂ wafers." *Microelectronic Engineering* 83(4-9): 1132-1137, 2006.
- [36]. S. Hernandez, « Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à 0.85 μ m », Université de Toulouse III, 2008.
- [37]. A. R. Godfrey, S. J. Ullal, L. B. Braly, E. A. Edelberg, V. Vahedi, and E. S. Aydil, "New diagnostic method for monitoring plasma reactor walls: Multiple total internal reflection Fourier transform infrared surface probe", *Review of Scientific Instruments*, vol.72, pp. 3260-3269, 2001.
- [38]. B. Messant, "Conception, réalisation et caractérisation de diodes laser InGaAsN/GaAs à diaphragme d'oxyde pour les télécommunications optiques à 1.3 μ m », Université Paul Sabatier de Toulouse, Toulouse, 2006.
- [39]. A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, F. Lozes-Dupuy and S. Moumdji, "ICP-etching of high aspect ratio 2D photonic crystals in Al-rich AlGaAs and AlGaAsSb", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, en cours de publication.
- [40]. 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.
- [41]. 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.
- [42]. 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.
- [43]. S. Golka, S. Schartner, W. Schrenk and G. Strasser, "Low bias reactive ion etching of GaAs with a SiCl₄/N₂/O₂ time-multiplexed process", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 25, pp. 839-844, 2007.
- [44]. K. A. Atlasov, P. Gallo, A. Rudra, B. Dwir, and E. Kapon, "Effect of sidewall passivation in BCl₃/N₂ inductively coupled plasma etching of two-dimensional GaAs photonic crystals," *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 27, pp. L21-L24, 2009.
- [45]. M. Volatier, D. Duchesne, R. Morandotti, R. Arès and V. Aimez, « Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with N₂-promoted passivation », *Nanotechnology* 21, 134014, 2010.
- [46]. F. Lärmer and A. Schlip, German Patent No. DE4241045 C1 _1994_; U.S. Patent No. 5501893, 1996.
- [47]. 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.

CHAPITRE 4

- [1]. S. Moundji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard and A. Vicet, "2.6 μm GaSb based photonic crystal coupled cavity lasers", *Electronic Letters*, Vol. 45, n° 22, pp. 1119-1121, 2009.
- [2]. G.P Agrawal, N.K. Dutta, "Long-wavelength semiconductor lasers", AT&T Bell Laboratories Murray Hill, New Jersey, 1986.
- [3]. L. A. Coldren, K. Furuya, B. I. Miller and J. A. Rentschler, "Etched Mirror and Groove – Coupled GaInAsP/InP Laser Devices for Integrated Optics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, no.10, 1982.
- [4]. L. A Coldren and S. W. Corzine, "Diode Laser and Photonics Integrated Circuits", Wiley, Interscience publication, Kai Chang Editor, 1995.
- [5]. D. Barat, "Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2.6 μm pour l'analyse de gaz", Université de Montpellier II, 2007.
- [6]. A. Vicet, "Etude et réalisation d'un analyseur multigaz à diodes lasers accordables", Université Montpellier II, 2001.

Résumé

Le contrôle des rejets dans l'atmosphère est une préoccupation importante de nos sociétés. Ce travail de thèse s'inscrit dans ce cadre en proposant l'étude et la réalisation de composants lasers compatibles avec des systèmes de détection de gaz polluants. La spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables est une méthode de détection de gaz, très sensible et sélective. Elle nécessite des diodes laser fonctionnant en régime continu, à température ambiante avec une émission monofréquence et une large accordabilité. Pour répondre à ces exigences, nous proposons une géométrie originale où deux cavités laser sont couplées par un miroir à cristal photonique (CP). Le domaine du moyen infrarouge (2 à 5 μm), où de nombreuses espèces gazeuses présentent de fortes raies d'absorption, est particulièrement intéressant pour ces applications. Pour atteindre cette gamme, la famille des matériaux à base d'antimoniures est la mieux adaptée car elle permet l'obtention de composants émettant au-delà de 2 μm .

Deux géométries ont été étudiées, l'une avec les CPs placés de part et d'autre du *ridge*, l'autre avec les CPs le traversant. Les modélisations ont montré que le second *design* était le plus efficace. Un enjeu majeur de cette thèse a été le développement d'un procédé technologique complet qui fait appel à des étapes de photolithographie associées à des étapes d'insolation électronique pour la définition des CPs et l'ouverture de l'isolant. Il a nécessité la mise au point de la gravure profonde des CPs. Les caractérisations des structures ont montré un fonctionnement en continu, à température ambiante. Une émission monofréquence a été obtenue. Des mesures d'absorption de méthane et de monoxyde de carbone ont validé la faisabilité de l'utilisation de ces structures dans un système de détection de gaz.

Abstract

Mitigation of atmospheric emissions is an important concern for today's society. This PhD work is in keeping with this pattern by proposing to study and realize laser devices to be integrated in systems for detecting polluting gases. Tunable diode laser absorption spectroscopy is a technique for gas detection which is very sensitive and selective. It makes use of laser diodes operating in the continuous wave regime at room temperature with a single frequency emission and a large tuning range. For fulfilling these requirements, we propose an innovative design where two laser cavities are coupled by a photonic crystal mirror (PC). The mid-infrared range (2 to 5 μm), where numerous gas species have strong absorption lines, is of particular interest for these applications. The antimonide system is the best suited for reaching this wavelength range because it allows to make devices emitting beyond 2 μm .

Two designs have been studied, one with PCs placed on both sides of the ridge, the other one with PCs going through the ridge. Modelling has shown that the second design is the most efficient. A major challenge in this work was to develop a complete technological process making use of photolithography steps combined with electronic insulation steps for defining the PCs and opening the insulator layer. A special care has been devoted to perfecting deep etching of the PCs. Subsequent characterizations showed that the devices work in the continuous wave regime at room temperature. Single frequency emission was obtained. Absorption measurements with methane and carbon monoxide have validated the use of these devices in a system for gas detection.

Mots clés : cristaux photoniques, cavités couplées, diodes laser, infrarouge, antimoniures, spectroscopie