



HAL
open science

Etude de diodes lasers à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique: nouvelle approche pour le contrôle spectral

Olivier Bouchard

► To cite this version:

Olivier Bouchard. Etude de diodes lasers à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique: nouvelle approche pour le contrôle spectral. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT: . tel-00339329

HAL Id: tel-00339329

<https://theses.hal.science/tel-00339329>

Submitted on 17 Nov 2008

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.

Année 2008

THESE

pour le grade de

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE

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

Ecole Doctorale : Génie Electrique, Electronique, Télécommunications

Discipline : Optoélectronique

présentée et soutenue

par

Olivier BOUCHARD

le 11 juillet 2008

**Etude de diodes laser à cavité planaire
entièrement définie par cristal photonique :
nouvelle approche pour le contrôle de l'émission**

Directeur de thèse :
P. ARGUEL

JURY

Président : *P. Destruel*

Rapporteurs : *E. Centeno*
D. Decoster

Examineurs : *S. Bonnefont*
A. Maître

Invités : *G. Duan*
P. Royer

Remerciements

Le doctorat est une aventure scientifique et humaine riche en émotions. Il comporte ses moments de joie, d'excitation, mais aussi ses moments d'hésitation et de doute. A la fin de cette aventure, je me retourne et je me remémore mes compagnons de route, ainsi que certaines rencontres passionnantes avec des gens exceptionnels. A toutes ces personnes, je prends le temps de ces quelques lignes pour les remercier.

Je remercie messieurs Malik Ghallab et Raja Chatila, directeurs successifs du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, pour m'avoir accueilli. Je remercie mesdames Chantal Fontaine et Françoise Lozes, responsables du groupe "Photonique", pour m'avoir permis de réaliser ce travail.

Je remercie les différents membres du jury pour avoir évalué ce travail de thèse. Je tiens tout particulièrement à remercier mes rapporteurs Emmanuel Centeno et Didier Decoster. Je suis honoré que Pierre Destruel ait accepté de présider le jury. Tous mes remerciements vont également à Agnès Maître et Sophie Bonnefont pour avoir accepté de faire partie du jury. Je suis flatté de l'intérêt que Guang-Hua Duan et Pascal Royer ont porté à mon travail de thèse en assistant à la soutenance.

Je remercie cordialement l'ensemble des permanents de l'équipe "Diodes Laser" avec qui j'ai passé ces quelques années. Mon directeur de thèse, Philippe Arguel, qui m'a supporté du stage de maîtrise jusqu'à la toute fin de la thèse. Je remercie à nouveau Françoise Lozes, responsable de l'équipe, qui a toujours pris le temps de s'informer de mes travaux et dont les discussions furent bénéfiques. Je remercie sincèrement Sophie Bonnefont pour l'aide précieuse, la patience et la disponibilité dont elle a su faire preuve tout au long de la thèse, et plus encore au moment de la rédaction. Je remercie Olivier Gauthier-Lafaye pour ses conseils en caractérisation, sa connaissance des diodes laser et les discussions scientifiques qui ont permis d'approfondir bien des passages de cette thèse. Je remercie enfin Antoine Monmayrant pour l'aide précieuse apportée lors des simulations, pour la bonne entente lors des caractérisations en champ proche à Troyes et je lui souhaite bien du courage avec ces petites jumelles nouvellement venues.

Je tiens à remercier l'ensemble des partenaires du projet CRISTEL, en particulier l'équipe de Guan-Hua Duan, du laboratoire Alcatel-Thalès III-V Lab, pour la réalisation des lasers présentés dans ce manuscrit. Les réunions de projet très formatrices, ont permis des discussions enflammées sur la compréhension du fonctionnement des lasers à cristaux photoniques et pour cela je remercie Anne Talneau, David Cassagne, Emmanuel Centeno, Jean-Michel Lourtioz, Philippe Boucaud, Xavier Checoury, Bernard Rasser.

Je garderai un excellent souvenir des caractérisations, à l'UTT dans l'équipe LNIO dirigé par Pascal Royer, en collaboration avec Sylvain Blaize, Aurélien Bruyant, Gilles Lerondel et Zeng Xinhua. Leur "bitoniot" a fait des merveilles pour la caractérisation en champ proche.

Un immense merci au service TEAM pour le travail qu'ils fournissent tous les jours en salle blanche. Je tiens à remercier plus particulièrement Franck Carcenac le maître de l'insolation et de l'imagerie électronique. Je remercie également les graveurs, Pascal Dubreuil et Laurent Jalabert. Ensemble nous avons passé des heures à nous creuser la tête à défaut de creuser profondément le GaAs. Merci aussi à tous les autres pour les nombreux échanges technologiques et la très bonne ambiance qu'ils font régner dans la centrale technologique, J-B Doucet, S. Pinaud, L. Salvagnac, L. Bouscayrol, D. Colin ...

Ces remerciements ne seraient pas achevés sans parler de mes collègues post-docs et thésards qui ont su apporter enthousiasme, bonne humeur, et réconfort dans les moments de doute. Je remercie dans le désordre, David pour avoir instauré la prime croissant, Benoît pour ses spectacles d'impro et l'addiction aux jeux trollesque, Sam le banquier, Mathieu mon partenaire d'aviron, Stéphane le génie de l'informatique et des vacances pas chères, ensemble on aura refait quelques fois le monde. Je remercie les deux jeunes padawans, Pierre et Alex, que nous avons vu mûrir, il y aurait temps à dire sur eux deux que je ne dirais rien à part bonne continuation. Je remercie Kostas le nice guy et sa collègue de bureau Souad, Olivier et Eric avec qui j'ai partagé les bancs de l'université, Moustapha et Isaac.

Je pense aussi à mes amis de la faculté et ceux du Gers qui m'ont soutenu, chacun à leur façon : Laurent, Caroline, Seb, Célia, Déborah, Denis, Christophe, Pim, Alain, Jocelyn, Cédric, Rocco, Flo, Virginie, Fabienne, Emilie, Vincent....

J'en profite pour adresser un immense merci à ma famille pour son soutien non seulement lors de ma thèse mais aussi dans chaque étape de la vie. Qu'ils trouvent ici l'expression de mon amour et de ma gratitude. Enfin, merci à Christelle qui a su m'encourager et me soutenir, dans les meilleurs moments comme dans les pires.

Merci à tous, et bonne route !

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I Sources laser à cristaux photoniques : Principe et état de l'art	5
I.1. Rappel des principales structures de diodes laser	6
I.1.1. Diode laser à cavité Fabry-Pérot	7
I.1.2. Diodes laser DBR (Distributed Bragg Reflector)	10
I.1.3. Diodes laser DFB (Distributed Feedback)	11
I.2. Principe des cristaux photoniques	14
I.2.1. Equations de Maxwell.....	14
I.2.2. Bandes Interdites Photoniques	16
I.2.3. Cristal photonique parfait.....	17
I.2.4. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique.....	19
I.2.5. Principales géométries des guides planaires à cristaux photoniques bidimensionnels.....	20
I.3. Analyse des guides à cristaux photoniques	20
I.3.1. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion.....	20
I.3.2. Etude du guide W3 Γ K.....	22
I.4. Synthèse sur l'utilité des cristaux photoniques pour la réalisation de diodes laser	31
I.5. Etat de l'art des sources laser à cristal photonique	32
I.5.1. Réflecteurs à cristaux photoniques pour diodes laser	33
I.5.2. Diodes laser tout cristal photonique	36
I.6. Conclusion	42
Chapitre II Diodes laser à guides d'onde définis par cristal photonique	45
II.1. Réalisation des diodes laser à cristaux photoniques	46
II.1.1. La structure épitaxiale	46
II.1.2. Réalisation du cristal photonique	47
II.1.3. Injection électrique.....	48
II.2. Fonctionnement laser à l'intérieur de la BIP	51
II.2.1. Description du guide laser W5 en orientation Γ K.....	51
II.2.2. Résultats expérimentaux	53
II.2.3. Analyse des résultats expérimentaux	57

II.3. Fonctionnement aux points de repliement.....	60
II.3.1. Choix des structures étudiées.....	61
II.3.2. Résultats expérimentaux au 2 ^{ème} point de repliement.....	67
II.3.3. Résultats expérimentaux au 3 ^{ème} point de repliement.....	86
II.3.4. Bilan des résultats.....	94
II.4. Conclusion.....	97
Chapitre III Ingénierie du guide d'onde à cristal photonique.....	99
III.1. Déformation latérale.....	100
III.1.1. Principe de la déformation latérale.....	101
III.1.2. Influence de la déformation sur les diagrammes de dispersion.....	102
III.2. Sélection fine de la longueur d'onde d'émission.....	105
III.2.1. Définition des structures.....	105
III.2.2. Déformation du guide W5 à maille carrée.....	106
III.2.3. Déformation du guide W5 Γ K.....	118
III.2.4. Conclusion partielle.....	126
III.3. Optimisation de l'émission laser.....	127
III.3.1. Objectif de l'étude.....	127
III.3.2. Simulation.....	127
III.3.3. Résultats expérimentaux.....	131
III.3.4. Comparaison avec les lasers W3 Γ K et W5 Γ K.....	139
III.4. Conclusion.....	141
Conclusion générale.....	143
Annexe	
Méthode des ondes planes et méthode FDTD.....	147
Bibliographie.....	153

Introduction

L'exploitation des propriétés des cristaux photoniques est désormais rendue accessible grâce aux progrès technologiques, notamment en lithographie et en gravure. Elle ouvre la voie au développement de nombreux dispositifs optiques passifs : guides compacts, filtres, structures dispersives, microcavités,... Cependant, un véritable enjeu concerne l'obtention de sources laser compatibles à la fois avec ces éléments passifs et avec un pompage électrique autorisant l'intégration planaire dans des systèmes photoniques. Aussi, l'introduction de cristaux photoniques au sein de la cavité laser est une voie particulièrement prometteuse qui suscite de nombreuses recherches. En effet, il apparaît indispensable d'approfondir la compréhension des mécanismes qui régissent le fonctionnement de telles structures et de démontrer leur faisabilité technologique afin d'évaluer les avantages et les potentialités offerts par ces nouveaux dispositifs.

Par ailleurs, l'explosion de la quantité de transmissions dans le domaine des télécommunications optiques, a amené ce secteur à densifier la capacité de transmission de ses lignes. Ainsi, sont nés les réseaux de très haute densité tels que le DWDM, Dense Wavelength Division Multiplexing, qui utilise le multiplexage en longueur d'onde de sources optiques espacées spectralement de 0.4nm et ayant un taux de réjection du mode secondaire (SMSR) supérieur à 30dB. Les sources laser de tels systèmes restent difficilement réalisables et sont aujourd'hui le paramètre limitant de cette technique.

Dans ce contexte, nos travaux se sont inscrits dans le cadre du projet exploratoire du RNRT CRISTEL dont un des objectifs visait la conception et la réalisation d'une barrette de lasers monomodes à cavités planaires entièrement définies par des cristaux photoniques, émettant au voisinage de 1550nm, et répondant aux exigences des télécommunications optiques DWDM. Plus précisément, ils concernent l'étude de diodes laser à guides d'onde définis par cristal photonique bidimensionnel fonctionnant sous pompage électrique pour, d'une part, contrôler finement leur longueur d'onde d'émission et, d'autre part, améliorer leurs performances.

Pour atteindre les spécifications d'espacement spectral de 0,4 nm entre lasers voisins, il apparaît nécessaire de développer une ingénierie du cristal photonique. En effet, une variation

simple de la période du cristal semble inadaptée en raison de la précision exigée à mieux que 0,1nm près. [Sugitatsu 2004] a proposé l'élargissement du guide comme moyen de contrôle de la longueur d'onde. Il a obtenu une sensibilité de 2 de la variation de la longueur d'onde en fonction de la largeur du guide. Par conséquent, en raison des contraintes technologiques, cette voie ne permet pas de répondre aux spécifications imposées par les réseaux de télécommunications.

Au niveau conceptuel, différentes approches de déformation de la maille cristalline ont été proposées comme moyen d'ingénierie de la structure de bande. [Jun 2003] a montré l'intérêt de l'utilisation d'une contrainte uniaxiale du cristal par rapport à des déformations de désorientation pour élargir la bande interdite photonique d'un cristal sans défaut. [Checoury 2003] a proposé une perturbation locale du réseau au voisinage du guide, réalisée par un agrandissement de la taille des trous de rangées disposées symétriquement par rapport au guide. Il a démontré que des décalages de la longueur d'onde d'émission inférieure à 2nm pouvaient être obtenus en tenant compte des contraintes technologiques de réalisation des cristaux photoniques.

Parmi ces différentes solutions, aucune n'est véritablement satisfaisante. Aussi, nous proposons d'étudier une nouvelle voie basée sur une déformation latérale de la maille selon la direction perpendiculaire à l'axe du guide.

Ce mémoire est structuré en trois chapitres :

L'objectif du premier chapitre est de poser les bases nécessaires à l'étude des diodes laser à cristaux photoniques en présentant les principales propriétés de guides optiques planaires entièrement définis par des cristaux photoniques bidimensionnels. Les diagrammes de dispersion de ces structures sont étudiés et le comportement modal est analysé en divers points de fonctionnement. Ce chapitre se termine par un état de l'art des sources laser à cristal photonique.

Le deuxième chapitre traite de la faisabilité technologique et de l'analyse des caractéristiques d'émission de diodes laser entièrement définies par des cristaux photoniques, dans la filière des télécommunications optiques. Dans un premier temps, l'étude est menée pour des points de fonctionnement situés dans la bande interdite photonique, ensuite elle concerne des points de fonctionnement situés en bord de zone de Brillouin.

Dans le dernier chapitre, nos travaux ont pour objectif d'étudier les possibilités offertes par les structures laser à cristaux photoniques pour répondre aux exigences des télécommunications optiques DWDM. Le contrôle fin de la longueur d'onde d'émission est alors recherché par la mise en œuvre d'une déformation particulière de la maille du cristal photonique, et une étude de l'optimisation des performances de ce type de diodes laser est présentée.

Chapitre I

Sources laser à cristaux photoniques : Principe et état de l'art

L'objectif de ce chapitre est de poser les bases nécessaires à l'étude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie au moyen de cristaux photoniques bidimensionnels.

Une première partie est consacrée à un bref rappel des principales caractéristiques des diodes laser à cavité conventionnelle. L'apport des structures à réflexion distribuée pour améliorer le contrôle des propriétés spectrales d'émission y est également rappelé.

L'introduction aux propriétés générales des cristaux photoniques est abordée dans la seconde partie. Elle présente une description des diagrammes de dispersion de cristaux photoniques bidimensionnels parfaits constitués par un arrangement régulier de trous cylindriques percés dans un matériau semiconducteur. La modification de ces diagrammes de dispersion par l'introduction de défauts dans le cristal est ensuite décrite. L'étude concerne des défauts constitués par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous agencées de sorte à réaliser des guides d'onde rectilignes. La présentation des principales propriétés modales de ce type de guides est illustrée par le cas typique du guide $W3 \Gamma K$ qui en permet une description aisée. Le comportement modal à l'intérieur de la bande interdite photonique ou en bordure de la zone

de Brillouin est alors analysé, notamment au niveau de croisements ou d'anti-croisements ainsi qu'au niveau du premier et du deuxième point de repliement du mode fondamental et du mode latéral 1.

La dernière partie présente un état de l'art des sources laser à cristal photonique. Elle indique, dans un premier temps, les résultats publiés relatifs aux réflecteurs pour diodes laser avant d'aborder les travaux sur les sources entièrement définies par cristal photonique. Ces travaux sont répartis selon deux grandes catégories en fonction de l'approche technologique mise en œuvre : l'approche « membrane » et l'approche « substrat ».

I.1. Rappel des principales structures de diodes laser

Un laser est une source d'émission de photons qui par émission stimulée crée une lumière monochromatique et cohérente d'où son nom *LASER Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Il existe plusieurs types de lasers dont les lasers à gaz, les lasers liquides à colorants, les lasers solides, les lasers à électrons libres, les lasers à fibre, les lasers à semiconducteurs....

Les lasers à semiconducteurs, en particulier les diodes lasers, présentent de nombreux avantages. En effet, ils ont une forte compacité, leurs dimensions étant de quelques centaines de microns de long pour moins d'une dizaine de large, ils couvrent une large gamme spectrale qui s'étend du visible au proche infrarouge selon la filière technologique, l'énergie de pompe peut être électrique, ils ont un fort potentiel d'intégration avec les autres composants semiconducteurs sans parler de leurs fortes capacités de modulation, des puissances émises pouvant atteindre plusieurs Watts en continu, et ils ont un faible coût de fabrication.

Comme tout laser, ils sont constitués d'une association de trois éléments : une zone active qui peut amplifier des ondes lumineuses par émission stimulée, une cavité résonnante effectuant une sélection de longueurs d'onde émises et permettant une plus grande amplification, un dispositif de pompage produisant une inversion de population des porteurs dans la zone active, condition nécessaire à l'amplification.

I.1.1. Diode laser à cavité Fabry-Pérot

La diode laser à cavité Fabry-Pérot (figure 1) est constituée d'une cavité résonnante délimitée par deux miroirs plans, à l'intérieur de laquelle se trouve un matériau actif inséré au cœur d'une jonction PN. Des contacts métalliques permettent le pompage électrique de la zone active afin de réaliser l'amplification.

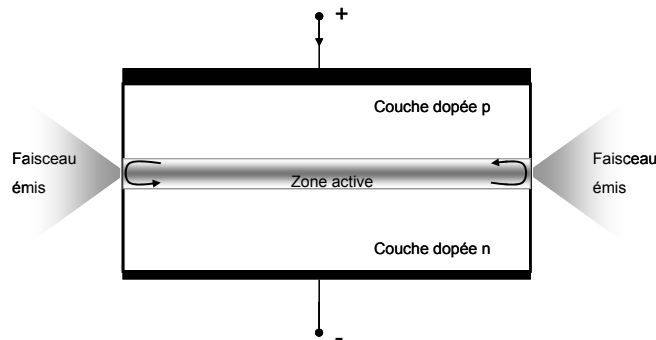


figure 1 : Laser à cavité Fabry-Pérot

Dans cette partie, nous décrirons les principales caractéristiques des diodes lasers en nous appuyant sur l'exemple du laser à cavité Fabry-Pérot.

I.1.1.1. La condition d'oscillation laser

Nous considérons une cavité laser de type Fabry-Pérot de longueur L avec, à ses extrémités, deux réflecteurs parallèles caractérisés par leurs coefficients de réflexion : en amplitude r_1 et r_2 ou en intensité R_1 et R_2 . On suppose de plus que la zone active possède un gain g et des pertes internes α_i liées essentiellement à l'absorption, diffusion, diffraction, ...

Une onde $E(t,z)$ se propageant dans l'axe de la cavité est caractérisée par une équation de type :

$$E(t, z) = A \exp[j(\omega t - \tilde{\beta}z)]$$

La constante de propagation s'exprime par:

$$\tilde{\beta} = \beta + j \frac{g - \alpha_i}{2}$$

où β est la partie réelle, $\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$ avec n_{eff} l'indice effectif du matériau et λ la longueur d'onde dans le vide.

La condition d'oscillation de la cavité s'écrit :

$$r_1 r_2 \exp(-2j\tilde{\beta}L) = 1$$

ce qui devient en développant $\tilde{\beta}$:

$$r_1 r_2 \exp[-2j\beta L + (g - \alpha_i)L] = 1$$

cela implique à la fois une condition sur l'amplitude :

$$g = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad \text{ou} \quad g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad \text{car } r_i = \sqrt{R_i}. \quad [1]$$

et une condition sur la phase :

$$2\beta L = 2\pi m \quad \text{soit} \quad \lambda = \frac{2Ln_{\text{eff}}}{m}$$

où m est un entier.

Cela donne les longueurs d'onde de résonances ou modes de la cavité Fabry-Pérot.

Ainsi apparaît un nombre discret de modes à l'intérieur de la cavité. La distance spectrale entre deux modes longitudinaux consécutifs est appelée *ISL Intervalle Spectral Libre* et correspond à :

$$\Delta\lambda = ISL = \frac{\lambda^2}{2n_g L}$$

avec n_g indice de groupe du mode.

La valeur du gain qui vérifie l'égalité [1] est appelée gain au seuil g_{seuil} . Au-dessus de cette valeur le mécanisme d'émission stimulée est prépondérant. On obtient l'émission laser.

I.1.1.2. Spectre d'émission et caractéristique puissance-courant

La polarisation de la diode laser conduit à l'émission laser lorsque le gain modal g_m devient supérieur à g_{seuil} . Le gain étant 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} . La caractéristique puissance optique émise en fonction du courant d'injection, $P(I)$, et le spectre d'émission, $P(\lambda)$, d'une cavité laser Fabry-Pérot sont représentés sur la figure 2.

Sous le seuil laser ($I < I_{seuil}$), on est en régime d'émission spontanée, la puissance optique émise varie peu en fonction du courant et le spectre d'émission est large.

Au-dessus du seuil ($I > I_{seuil}$), l'émission stimulée est prépondérante et le spectre d'émission est celui de la cavité Fabry-Pérot convolué par le spectre de gain du milieu actif. La puissance optique émise par le laser varie en fonction du courant selon la loi:

$$P = \eta_D (I - I_{seuil})$$

où η_D est le rendement différentiel défini par $\eta_D = \frac{\Delta P}{\Delta I}$ exprimé en W/A. Il peut aussi être

exprimé sous forme de rendement quantique différentiel : $\eta_D = \frac{\Delta P}{\Delta I} \cdot \frac{q\lambda}{hc}$.

Au niveau spectral, seuls les modes bénéficiant du plus fort gain sont fortement privilégiés. Afin de quantifier la puissance P^m émise par le mode principal par rapport à celle $P^{m'}$ émise par le mode secondaire, le taux de réjection du mode secondaire SMSR (Side Mode Suppression Ratio) est défini de la façon suivante :

$$SMSR = -10 \log \left(\frac{P^{m'}}{P^m} \right)$$

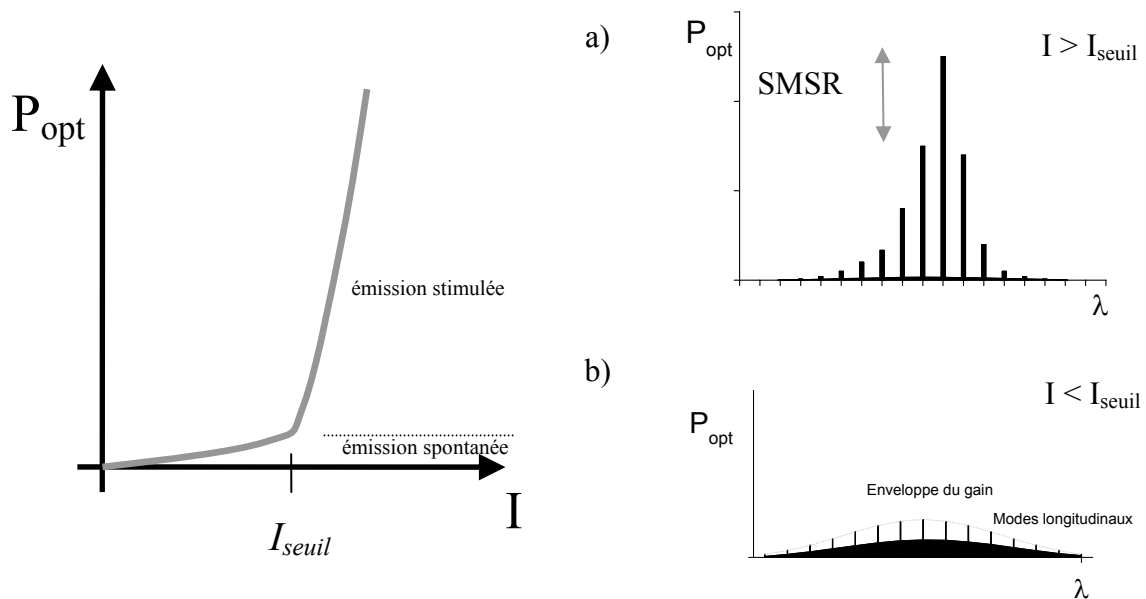


figure 2 : Caractéristiques $P(I)$ Puissance-Courant d'une diode laser.

a) spectre au-dessus du seuil : émission stimulée b) spectre sous le seuil : émission spontanée

I.1.1.3. Diagramme de rayonnement

Les diodes lasers à cavité Fabry-Pérot sont des diodes lasers à émission par la tranche. De par la structure multicouche du laser, le mode optique est guidé et confiné à proximité de la zone active. Sur une face de sortie de la diode laser, la surface émettrice est donc approximativement la coupe transversale de ce guide d'onde. Compte tenu des faibles valeurs de la largeur et de l'épaisseur du guide, comparables à la longueur d'onde λ , le faisceau optique diffracte en sortie du guide. La répartition angulaire de la puissance optique, notée $P(\theta)$, constitue le diagramme de rayonnement du composant. Ce diagramme de rayonnement est caractérisé par son ouverture totale à mi-hauteur qui peut varier de quelques degrés dans le plan du guide, à quelques dizaines de degrés dans le plan perpendiculaire.

I.1.2. Diodes laser DBR (Distributed Bragg Reflector)

Dans la partie précédente, nous avons rappelé les principales caractéristiques des diodes lasers de type Fabry-Pérot. Leur caractéristique spectrale révèle un faible SMSR dû au nombre élevé de modes longitudinaux. Ces lasers sont inadaptés aux applications dans les systèmes de communications optiques qui requièrent des taux de réjection du mode secondaire très élevés, supérieurs à 30dB. Pour atteindre de tels taux de réjection du mode secondaire, il a été conçu dans les années 1970 les lasers DBR et DFB [Kogelnik 1972, Nakamura 1973].

Le laser DBR, illustré sur la figure 3, est composé d'une cavité dont l'une des faces clivées est remplacée par un miroir de Bragg.

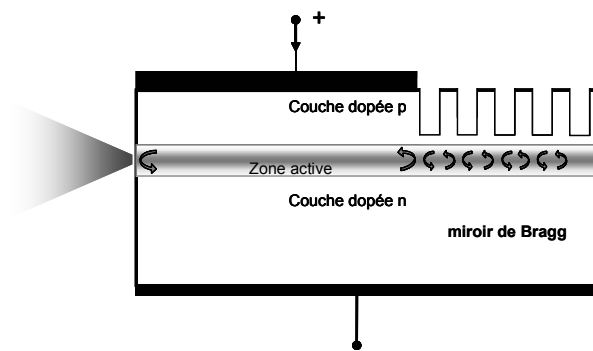


figure 3 : Diode laser DBR

Le miroir de Bragg est une structure périodique dont le coefficient de réflexion dépend étroitement de la longueur d'onde incidente. D'après la loi des réseaux, la longueur d'onde de Bragg λ_B pour laquelle le coefficient de réflexion est maximal est :

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda n_{eff}}{M}$$

où Λ est la période du miroir de Bragg, n_{eff} l'indice effectif du guide dans la zone de réseau et M un entier correspondant à l'ordre de diffraction du réseau.

Le coefficient de réflexion peut atteindre des valeurs proches de 100% pour les longueurs d'onde proches de la longueur d'onde de Bragg. Ainsi, les longueurs d'onde éloignées de λ_B sont diffractées par le miroir et perdues tandis que les longueurs d'onde proches bénéficient d'une forte réinjection dans la partie amplificatrice du laser, procurant ainsi une grande sélectivité spectrale et favorisant par suite l'effet laser sur un des modes de la cavité.

En pratique, la structure du laser DBR est un peu plus compliquée. Notamment, elle peut comporter une section de modulation de phase, au travers d'une électrode supplémentaire qui sert à changer localement l'indice effectif de la structure. Cette section permet ainsi de moduler la longueur du chemin optique intra-cavité ce qui entraîne une variation des fréquences résonnantes de cette cavité. Typiquement, un DBR comprenant une section de modulation de phase permet une accordabilité de la longueur d'onde d'émission sur une dizaine de nanomètres au voisinage de 1550nm [Amann 1998].

I.1.3. Diodes laser DFB (Distributed Feedback)

Nous venons de voir que, dans le laser DBR, la partie de la structure qui engendre le gain (la zone active) est dissociée longitudinalement de la partie permettant la sélection en longueur d'onde (le miroir de Bragg). Dans le cas de la structure DFB, ces deux parties sont confondues. La figure 4 indique schématiquement le concept d'un miroir distribué à l'intérieur de la zone de gain.

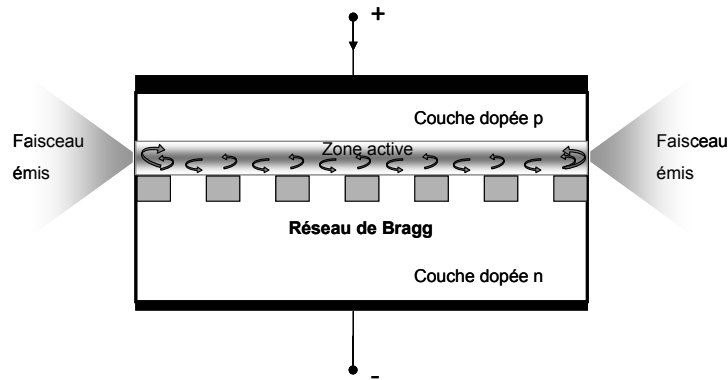


figure 4 : Diode laser DFB

Le miroir distribué est composé de faibles variations de l'indice, généralement espacées à des périodes de $\lambda/2n_{\text{eff}}$ pour réaliser un miroir du 1^{er} ordre. Il diffracte alors l'onde incidente en deux ondes, l'une propagative et l'autre contra-propagative. Ces ondes ont des longueurs d'onde légèrement différentes de la longueur d'onde de Bragg car, étant déphasées de π , l'une se propage avec ses maximums situés essentiellement dans le milieu de haut indice alors que la seconde se propage essentiellement dans le milieu de bas indice. Ainsi, la différence d'indice, vue par chacune de ces deux ondes diffractées, crée la différence de fréquences entre ces deux ondes. D'après la théorie des modes couplés [Amann 1998], la force de contre réaction du réseau est caractérisée par le facteur κL qui est le produit du facteur de couplage du réseau κ par la longueur du réseau L . L'écart spectral entre les deux modes de longueurs d'onde respectives λ_1 et λ_2 dépend du facteur de couplage selon la relation :

$$\frac{(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{\kappa}{\pi n_g}$$

avec n_g l'indice de groupe de l'onde. Dans les diodes laser DFB classiques la valeur de κL est généralement comprise entre 1 et 2.

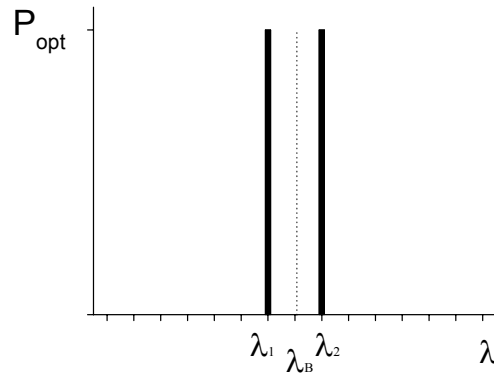


figure 5 : Schéma d'un spectre d'émission DFB.

Dans le cas idéal sans réflexion aux facettes, ces deux ondes sont amplifiées de la même manière. Par conséquent, le spectre lié à l'émission laser comprend deux pics d'égale intensité comme représenté sur la figure 5. Ce laser présente donc une émission bimode. En pratique, les conditions de réinjections des deux modes par réflexion sur les facettes ne sont pas rigoureusement les mêmes, privilégiant un mode ou l'autre et rendant ainsi le laser DFB monomode. La position de clivage étant mal définie, le fabricant devra procéder au tri de ses lasers afin d'éliminer ceux qui ont des conditions de réinjection proche pour les deux modes et qui rendraient ainsi les lasers bi-mode ou ayant un faible SMSR. Toutefois, il existe des méthodes de contrôle de phase tel que l'ajout d'une section de contrôle direct de phase (cf DBR) pour avantager l'émission d'un des deux modes. De même, on peut avoir recours à une ingénierie sur le réseau avec l'ajout d'un déphasage $\lambda/4n_{eff}$ dans la cavité, ou par tout autre dessin du guide laser permettant de superposer fréquemment l'onde propagative et l'onde contra-propagative. Ce dernier type de fonctionnement permet une émission sur la longueur d'onde de Bragg [Carroll 1998]. Ces structures lasers DFB permettent d'obtenir des SMSR supérieurs à 30dB.

I.2. Principe des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CP) sont des structures périodiques à l'échelle de la longueur d'onde présentant des forts contrastes d'indice. Ils se comportent vis-à-vis de l'optique comme le réseau cristallin des semiconducteurs en physique du solide. L'exploitation de leurs propriétés est par suite particulièrement prometteuse pour de très nombreuses applications. Dans ce travail, nous nous intéressons à leur introduction dans les diodes laser pour ouvrir la voie à une nouvelle génération de dispositifs compatible avec une intégration photonique planaire. Dans ce contexte, notre étude a pour objectif d'évaluer les potentialités des guides à cristaux photoniques pour la réalisation de diodes laser. Dans cette section, nous présentons les principaux concepts relatifs aux structures à cristaux photoniques.

I.2.1. Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell permettent de décrire la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique dont l'indice peut être périodique. Ici, nous nous intéressons tout particulièrement au profil du champ et à sa relation de dispersion, c'est pourquoi nous ne considérerons pas la présence de charges ou de courant dans le milieu. Dans ce cas les équations de Maxwell peuvent s'exprimer de la façon suivante [Sakoda 2001] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\delta}{\delta t} \vec{E}(\vec{r}, t) \qquad \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\delta}{\delta t} \vec{H}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \qquad \vec{\nabla} \cdot \{ \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \} = 0$$

où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont respectivement les vecteurs champs électriques et magnétiques, ε_0 la permittivité diélectrique du vide, $\varepsilon(\vec{r})$ la permittivité diélectrique du milieu, μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

En éliminant $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ou $\vec{H}(\vec{r}, t)$ dans les équations précédentes, nous obtenons les équations d'ondes suivantes :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \{ \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \} = -\frac{1}{c^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2} \vec{E}(\vec{r}, t)$$

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right\} = -\frac{1}{c^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2} \vec{H}(\vec{r}, t)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Nous cherchons des solutions de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-j\omega t}$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-j\omega t}$$

où ω est la fréquence angulaire propre, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont les fonctions propres des équations d'ondes.

De plus, dans un milieu périodique la permittivité ε est une fonction périodique de \vec{r} , elle peut se décomposer en série de Fourier de la façon suivante :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} \varepsilon_p e^{i\vec{G}_p \cdot \vec{r}}$$

où $\vec{G}_p = p \frac{2\pi}{a} \vec{r}$ est un vecteur du réseau réciproque, a est la périodicité du cristal dans la direction considérée, et p est un entier relatif.

Ainsi nous pouvons appliquer le théorème de Bloch sur $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$, qui seront alors caractérisés par le vecteur d'onde \vec{k} de la première zone de Brillouin et m l'indice de la valeur propre associée à \vec{k} :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{\vec{k}m}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}m}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}m}(\vec{r}) = \vec{v}_{\vec{k}m}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

Nous noterons que $\vec{u}_{\vec{k}m}$ et $\vec{v}_{\vec{k}m}$ sont des fonctions périodiques du cristal de période a .

Nous avons choisi de résoudre ces équations à l'aide des programmes commerciaux BandsOLVE et FullWAVE de Rsoft, mais aussi des logiciels libres MPB et MEEP du MIT [Farjadpour 2006], qui utilisent respectivement la méthode des ondes planes et la méthode par

transformée de Fourier FDTD (annexe). La méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. La méthode des ondes planes est basée sur la décomposition du champ électrique ou magnétique en ondes planes. Ces méthodes permettent d'une part de tracer le diagramme de dispersion $\omega(k)$ qui relie les différentes valeurs propres de la fréquence angulaire ω à chaque valeur du vecteur d'onde \vec{k} . D'autre part, elles permettent le calcul du profil des champs dans le milieu périodique. Ces diagrammes de dispersion, aussi appelés diagrammes de bandes, seront étudiés en détail dans les parties suivantes.

I.2.2. Bandes Interdites Photoniques

Dans les milieux périodiques unidimensionnels, bidimensionnels ou tridimensionnels, les ondes électromagnétiques peuvent être fortement perturbées au cours de leur propagation. Il existe des bandes fréquentielles (ω) pour lesquelles aucun mode propre associé dans l'espace des k n'existe, on les appelle bandes interdites photoniques (BIP). La lumière de fréquence ω , comprise dans une BIP, ne peut pas se propager dans la direction du milieu périodique. Par conséquent, le nombre de directions interdites dépend de la dimension du réseau, comme illustré sur la figure 6.

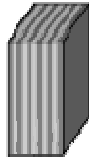

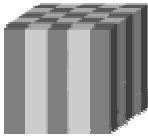

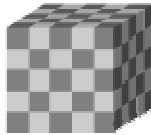

Dimension	Réseau	Directions interdites
1 D		 Directionnel
2 D		
3 D		 Omnidirectionnel

figure 6 : Cristal photonique 1D, 2D, 3D et les directions possibles de leurs BIP respectives. [[Schwoob-Viasnoff 2004],[Olivier 2002]]

Le cristal photonique 1D permet une BIP unidirectionnelle dans la direction normale au miroir de Bragg. Pour le CP 2D la BIP peut s'établir dans le plan équatorial, et le CP 3D peut avoir une BIP dans tout l'espace.

I.2.3. Cristal photonique parfait

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons uniquement aux cristaux photoniques 2D définis par gravure d'un réseau bidimensionnel de trous dans du semiconducteur.

Pour illustrer les propriétés d'un tel cristal, considérons un cristal photonique à maille hexagonale avec un indice $n=3.21$ pour le matériau semiconducteur et un facteur de remplissage en air $f=30\%$, qui est le rapport entre la surface des trous et la surface totale du CP. La figure 7 présente à gauche le CP vu de dessus dans l'espace réel et à droite le cristal dans l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin. Comme en cristallographie, les points de plus hautes symétries Γ , K et M y sont repérés.

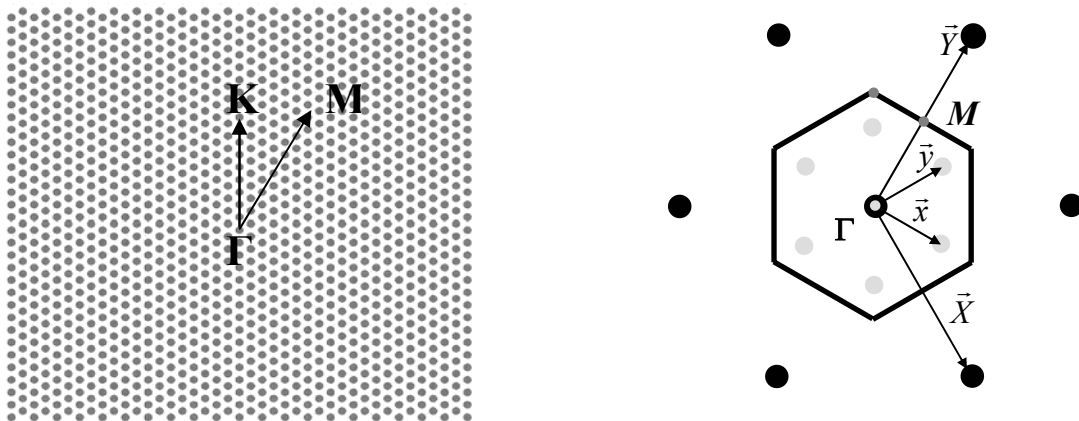


figure 7 : Gauche : Réseau direct avec les direction ΓK et ΓM (les points gris correspondent aux trous d'air dans le semiconducteur). Droite : Réseau réciproque et zone de Brillouin associée avec les vecteurs de bases \vec{X} et \vec{Y} (réseau direct en gris avec les vecteurs de base \vec{x} et \vec{y}).

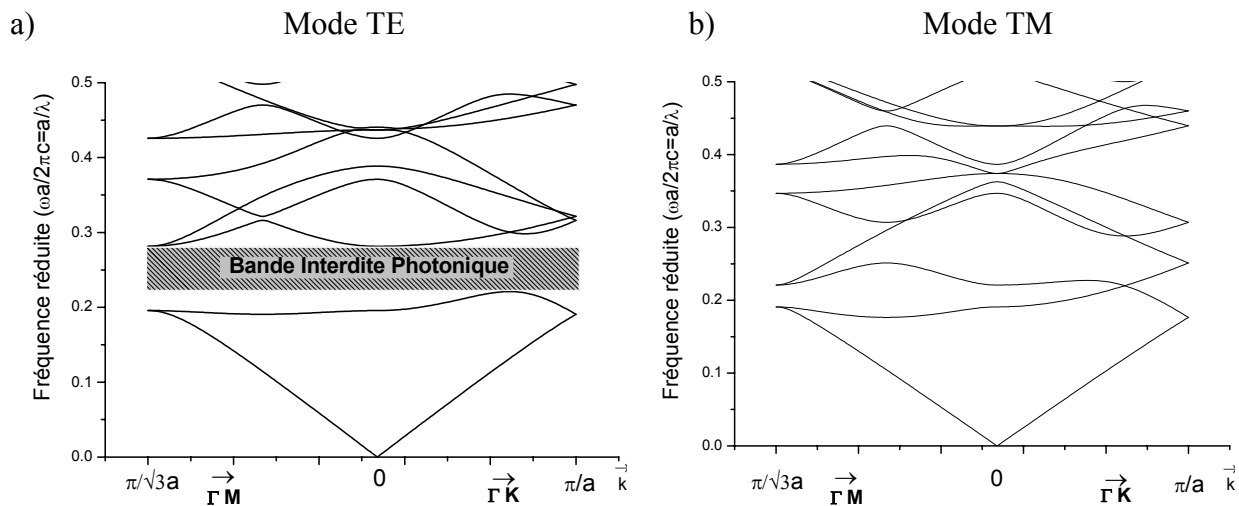


figure 8 : Diagramme de dispersion du cristal hexagonal tracé en fonction de la première zone de Brillouin. a) Représentation des modes TE. b) Représentation des modes TM.

Afin de connaître les propriétés d'une onde dans le cristal, il suffit d'étudier les caractéristiques de l'onde dans les directions de plus hautes symétries selon les polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Dans le cas du cristal à maille hexagonale, ces directions sont les 2 directions $\Gamma\mathbf{K}$ et $\Gamma\mathbf{M}$. Les champs électromagnétiques optiques selon les polarisations TE et TM sont respectivement contenus dans le plan et perpendiculairement au plan de la figure 7. La résolution des équations de Maxwell par la méthode des ondes planes, permet de calculer les diagrammes de dispersion du cristal photonique. On peut ainsi déterminer l'évolution de la fréquence réduite des modes propres du cristal en fonction de leur vecteur d'onde \vec{k} selon les principales directions de symétrie du cristal dans la première zone de Brillouin.

La figure 8, représente les diagrammes de dispersion obtenus selon les polarisations TE et TM. Le vecteur d'onde \vec{k} est tracé sur la première zone de Brillouin. La fréquence réduite, égale à $\omega a/2\pi c$, est exprimée en a/λ où a est le paramètre de maille du cristal et λ la longueur d'onde dans le vide.

Dans le cas de la polarisation TE, pour des fréquences proches de $a/\lambda=0.25\pm 0.03$, les modes ne peuvent pas se propager dans le cristal quelle que soit la direction choisie, c'est une BIP totale.

A l'intérieur de cette BIP, nous savons que la réflectivité du cristal photonique s'approche de l'unité, ceci d'autant plus que le contraste d'indice est élevé. C'est par exemple le cas bien connu du miroir de Bragg, CP 1D, qui procure unidirectionnellement une forte réflectivité aux

fréquences comprises dans sa BIP. Il en est de même pour les CP 2D et 3D qui procurent aux ondes dont la fréquence est comprise dans leurs BIP, une réflexion quasi totale dans le plan pour le réseau 2D ou omnidirectionnelle dans le cas du réseau 3D. Le cristal photonique sans défaut permet ainsi de réaliser des miroirs présentant de fortes réflectivités en ajustant la maille cristalline pour opérer dans la BIP choisie.

I.2.4. Défauts à l'intérieur d'un cristal photonique

L'un des nombreux attraits offerts par les CP est la possibilité d'introduire des défauts dans leur structure périodique. Sans faire l'inventaire de toutes les possibilités, on réalise aisément la très grande variété de défauts concevables. Pour les CP considérés dans notre étude, nous citerons simplement les deux défauts les plus fréquemment réalisés :

- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on peut obtenir des microcavités résonnantes.
- L'omission d'une ou plusieurs rangées de trous. Le défaut jouera alors le rôle de guide d'onde.

Dans les chapitres suivants, nous étudierons exclusivement ce deuxième type de défauts où un guide à CP est créé à partir de l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous. A l'aide de ces guides à CP, nous réalisons des lasers à émission par la tranche.

Remarque : Dans notre cas d'étude sur les guides à cristaux photoniques, seule la direction de propagation parallèle à l'axe longitudinal du guide est considérée. Le diagramme de dispersion est seulement tracé en fonction de cette direction et non en fonction de l'ensemble des directions possibles dans le cristal. De plus, par abus de langage, nous parlerons alors de BIP même si celles-ci ne sont valables que pour une direction du cristal. Le terme mini-BIP sera aussi utilisé, il correspond à une BIP très localisée ne s'étendant que sur quelques valeurs du vecteur \vec{k} .

1.2.5. Principales géométries des guides planaires à cristaux photoniques bidimensionnels

Les principales géométries des cristaux photoniques 2D sont la maille carrée, la maille hexagonale, ainsi que la maille en nid d'abeille. Il existe aussi d'autres types de cristaux photoniques 2D utilisant une répartition aléatoire des trous dans le cristal. Cependant, nous avons restreint ici l'étude à l'utilisation de la maille carrée et de la maille hexagonale pour réaliser les guides planaires recherchés.

Nous avons considéré uniquement des guides définis par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous selon une orientation donnée. Par convention, nous appellerons un guide W_i , un guide défini par l'omission de i rangées de trous. A titre d'exemple, la figure 9 illustre un guide W_5 dans les mailles carrée et hexagonale selon les orientations ΓK et ΓM en considérant un paramètre de maille a identique. L'omission des 5 rangées de trous, représentée par des cercles évidés sur la figure, constitue le guide d'onde. La largeur du guide dépend de la maille et de la période a du CP.

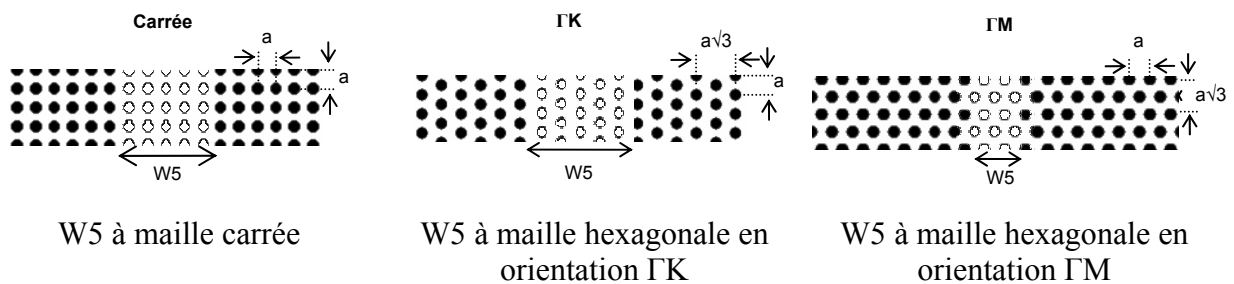


figure 9 : Schéma de guides W_5 pour différentes géométries et orientations de mailles.

1.3. Analyse des guides à cristaux photoniques

Après avoir brièvement défini les principes généraux des CP, et introduit les guides à CP dans la partie précédente, nous allons maintenant présenter l'effet de l'introduction du défaut dans le cristal, puis nous présenterons de manière détaillée l'analyse du guide en nous appuyant sur l'exemple du guide $W_3 \Gamma K$.

1.3.1. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion

Pour des considérations technologiques et compte tenu du nombre de configurations possibles, nous avons considéré une structure à maille hexagonale avec un indice du matériau

égal à 3.21 et un facteur de remplissage en air égal à 30%. Nous avons également limité l'étude à la polarisation TE, qui correspond à celle imposée par la structure intrinsèque de la diode laser.

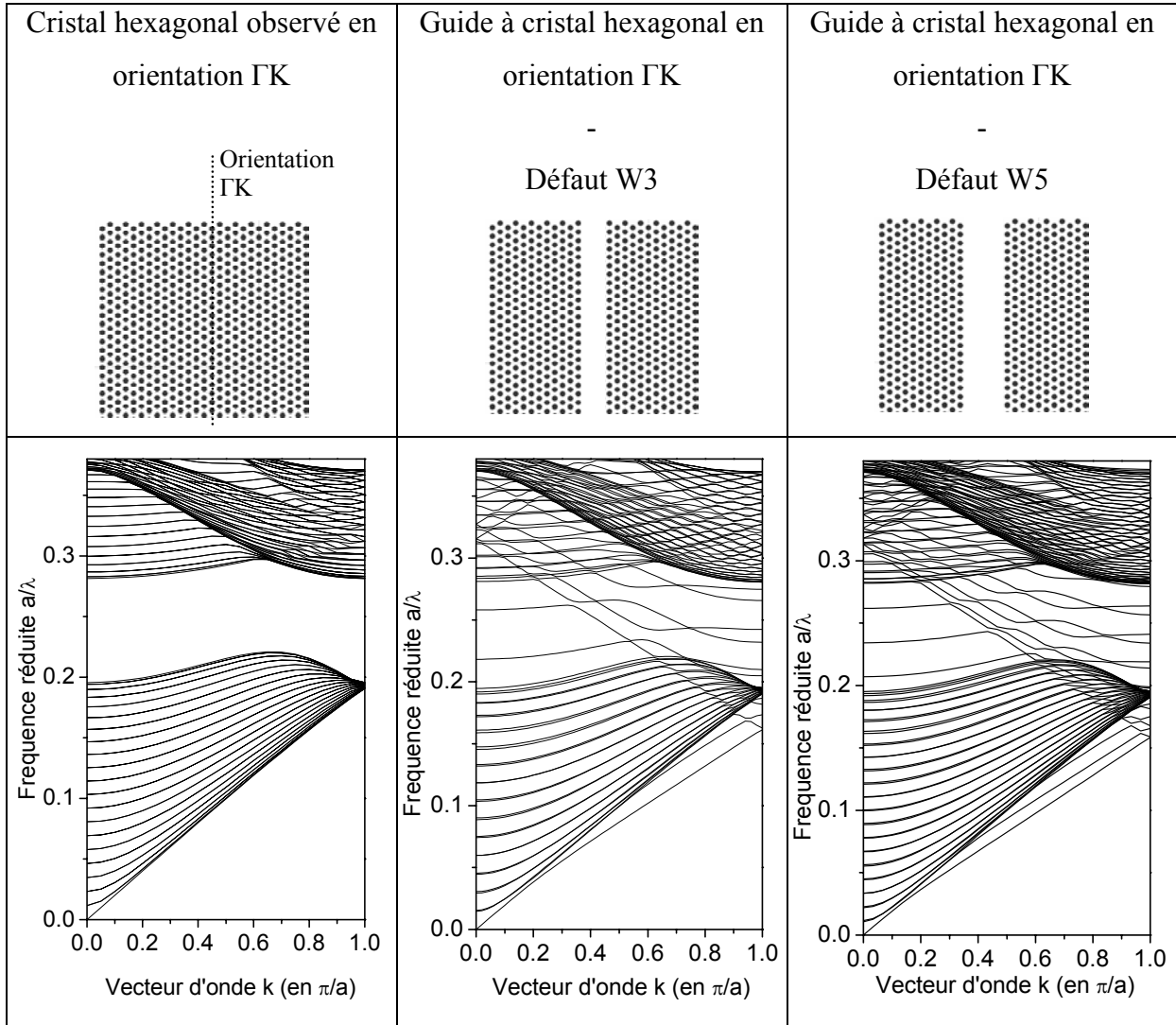


figure 10 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK .

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [Meade 1991]. Le diagramme de bande en orientation ΓK est tracé pour un CP à maille hexagonale sans défaut ainsi que pour un guide W3 et W5 (figure 10). En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires qui se propagent à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant, la largeur du défaut de W3 à W5, le nombre de modes dus au guide augmente. Aussi, pour faciliter la description des propriétés d'un guide à CP, nous nous appuierons sur le guide W3.

1.3.2. Etude du guide W3 ΓK

Dans ce paragraphe, nous détaillons l'analyse du guide W3 dans l'orientation ΓK . Nous rappelons son diagramme de dispersion sur la figure 11 où nous avons surligné les principaux modes confinés à l'intérieur de ce guide W3. Le mode fondamental du guide est surligné en noir et repéré par le chiffre 0 entouré. De la même manière, les modes latéraux d'ordre 1, 2 et d'ordre plus élevés sont signalés.

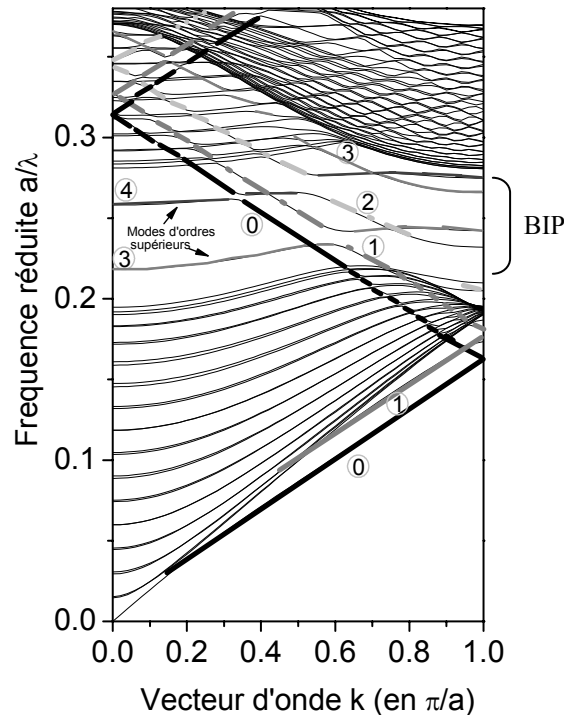


figure 11 : Diagramme de dispersion du guide W3 en orientation ΓK .

Suivons l'évolution de ces modes à l'intérieur du diagramme de dispersion dans la première zone de Brillouin. En partant des basses fréquences vers les hautes fréquences, le mode fondamental est tout d'abord propagatif, jusqu'à arriver en bord de zone de Brillouin, en $k = \pi/a$. A partir de ce point, on observe le mode contra-propagatif dont la vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$ est négative. On dit alors que le mode se replie. Il rencontre alors d'autres modes avec lesquels il se couple ou non, ce sont respectivement des anti-croisements et des croisements. En $k = 0$, le mode se replie à nouveau, le signe de la vitesse de groupe s'inverse. Au passage entre ces deux premiers "repliements", il a traversé une zone de fréquences entre 0.22 et 0.28 où la densité de modes rencontrée est faible, cela correspond à la BIP du cristal selon l'orientation ΓK .

La courbe de dispersion du mode fondamental est similaire à celle obtenue par un guide classique ruban [Olivier 2002] alors que les modes plus élevés diffèrent totalement en raison des mécanismes de réflexion de Bragg mis en jeu.

Nous allons approfondir l'analyse de ces modes pour deux situations particulièrement intéressantes : à l'intérieur de la BIP et en bords de zone de Brillouin.

I.3.2.1. Analyse des modes à l'intérieur de la bande interdite photonique.

A l'intérieur de la BIP, le confinement latéral des modes du guide à CP bénéficie à la fois du confinement par réflexion interne, comme dans les guides ruban conventionnels, et d'une réflexion de Bragg latérale due au CP. Ce phénomène rend le fonctionnement des modes à l'intérieur de la BIP particulièrement intéressant.

Sur la figure 12, nous avons rappelé le diagramme de dispersion en grisant les bandes dues au cristal (a), et présenté une vue agrandie de la BIP autour de $k=0,6$ (b) qui isole un croisement du mode fondamental avec le mode 3 et le couplage entre les modes 1 et 3.

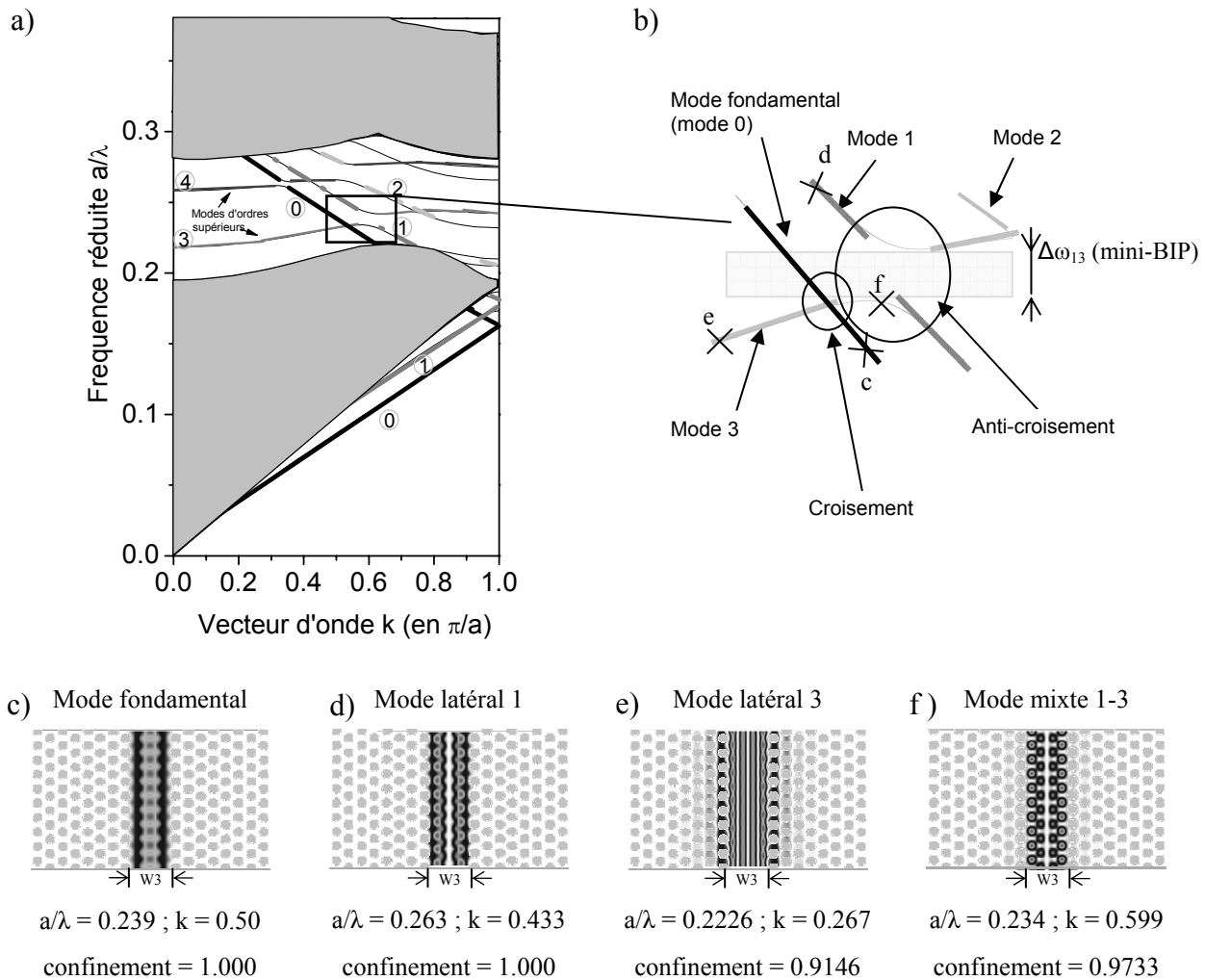


figure 12 : a) Mise en valeur de la BIP du diagramme de dispersion du guide W3 ΓK . En b) vue agrandie d'un croisement et d'un anti-croisement. En bas de la figure, profils spatiaux et valeurs du confinement du champs dans le guide d'onde des modes : c) 0 ; d) 1; e) 3 loin de l'anti-croisement et f) mode résultant du couplage des modes 1 et 3 (anti-croisement).

La figure 12 présente également les profils spatiaux typiques des différents modes guidés aux points repérés c, d, e et f sur la partie agrandie et les valeurs des facteurs de confinement associés. Le facteur de confinement est le rapport entre l'intensité du mode à l'intérieur du guide et l'intensité totale du mode. Cette figure montre que le mode fondamental reste très confiné, sa largeur est proche de la largeur physique du guide (figure 12c), son mécanisme de guidage est alors la réflexion interne sur les bords du guide. Les modes d'ordres plus élevés tel que le mode latéral 3, (figure 12e), sont moins confinés dans les guides et pénètrent davantage dans le cristal. Leur confinement latéral est alors dû aux réflexions de Bragg latérales qui existent dans la BIP, ce mécanisme est de même nature que les réflexions de Bragg du DBR. On peut noter qu'à l'intérieur de la BIP le mode est guidé latéralement par une combinaison entre la réflexion interne et la réflexion de Bragg. La part de chaque mécanisme dans le

confinement est fonction de l'étalement du mode dans le CP, c'est-à-dire grossièrement fonction de l'ordre du mode.

La figure 12 permet également de mettre en évidence les croisements et les anti-croisements qui sont des points singuliers du diagramme de dispersion. Ces mécanismes existent aussi à l'extérieur de la BIP, cependant ils sont plus facilement observables à l'intérieur de la BIP en raison de la plus faible densité de modes.

Dans le cas d'un croisement tel que celui du mode fondamental et du mode d'ordre 3, il n'y a aucune interaction entre les modes, ils coexistent avec la même fréquence et avec le même vecteur d'onde sans aucun couplage. A l'inverse, dans le cas d'un anti-croisement, les modes se couplent entre eux, ce qui fait apparaître une mini-BIP dont la largeur spectrale dépend du coefficient de couplage des modes entre eux, ainsi que de l'indice de groupe des modes mis en jeu. En supposant le couplage d'un mode a avec un mode b la largeur de la mini-bande interdite s'écrit [Olivier 2003] :

$$\Delta\omega_{ab} = \frac{4\kappa_{ab}c}{n_{ga} + n_{gb}}$$

Dans l'exemple de la figure 12, nous avons étudié le croisement du mode fondamental avec le mode 3, et l'anti-croisement du mode 1 avec le mode 3 car le couplage entre ces modes engendre l'ouverture d'une large mini-BIP qui est bien visible sur le diagramme de dispersion. La largeur de cette mini-BIP est notée $\Delta\omega_{13}$. Au niveau des bords de cette mini-BIP, nous noterons les caractéristiques suivantes: le profil spatial du mode est une combinaison des deux modes couplés (figure 12f), ce qui entraîne un déconfinement du mode 1, une annulation et une inversion du signe de la vitesse de groupe.

Des études précédentes [Olivier 2002] ont montré que les modes couplés dépendent de la géométrie du guide. Ainsi, un guide dont les bords sont symétriques par rapport à son axe longitudinal couple les modes de même parité alors qu'un guide "anti-symétrique" couple les modes de parité opposée. Dans le cas présenté, les bords d'un guide W3 sont symétriques, par conséquent il couple les modes de même parité. C'est pourquoi, d'une part, le mode fondamental (pair) se croise sans se coupler avec le mode 3 (impair), il ne peut se coupler qu'avec les modes pairs. D'autre part, c'est pour cela qu'il y a couplage et donc anti-croisement entre les modes 1 et 3, tous deux de parité impaire.

On peut noter que l'anti-croisement est un point singulier qui présente à la fois un avantage et un inconvénient. En effet, à ce point, la vitesse de groupe faible voire nulle en bord d'anti-croisement accroît l'interaction entre l'onde et la zone active ce qui favorise l'émission laser [Dowling 1994] [Sakoda 1999a] [Sakoda 1999b], par contre le déconfinement du mode optique va à l'encontre de l'effet laser.

I.3.2.2. Analyse des modes en bord de zone de Brillouin

En bord de zone de Brillouin, c'est-à-dire aux points de repliement ($k = 0$ et $k = \pi/a$ modulo $2\pi/a$), les modes propagatifs et contrapropagatifs sont en phase avec le réseau. Ils se couplent par un vecteur du réseau réciproque et il y a réflexion de Bragg.

A ces points, on peut effectuer une analogie entre le cristal photonique et les réseaux 1D. Au premier point de repliement, en $k = \pi/a$, le CP peut être assimilé à un réseau du 1er ordre. Au 2ème repliement, en $k = 2\pi/a$, le CP correspond à un réseau du 2^{ème} ordre et ainsi de suite. La figure 13 récapitule brièvement le nombre et les directions des ordres diffractés en fonction de l'ordre du réseau dans le cas d'un réseau 1D.

Ainsi, aux points de repliement, sont créées par diffraction sur le réseau d'une part des ondes propagatives et contrapropagatives et, d'autre part, pour les réseaux d'ordre supérieur à 1, des ondes radiatives qui se propagent hors du plan et qui constituent des pertes pour le guide.

Le couplage entre les composantes propagatives et contra-propagatives d'un mode d'ordre m engendre une mini-bande interdite dont la largeur spectrale dépend du coefficient de couplage κ_m entre ces deux composantes et de l'indice de groupe n_{gm} du mode. Elle s'exprime comme dans le cas du DFB par la relation :

$$\Delta\omega = \frac{2\kappa_m c}{n_{gm}}$$

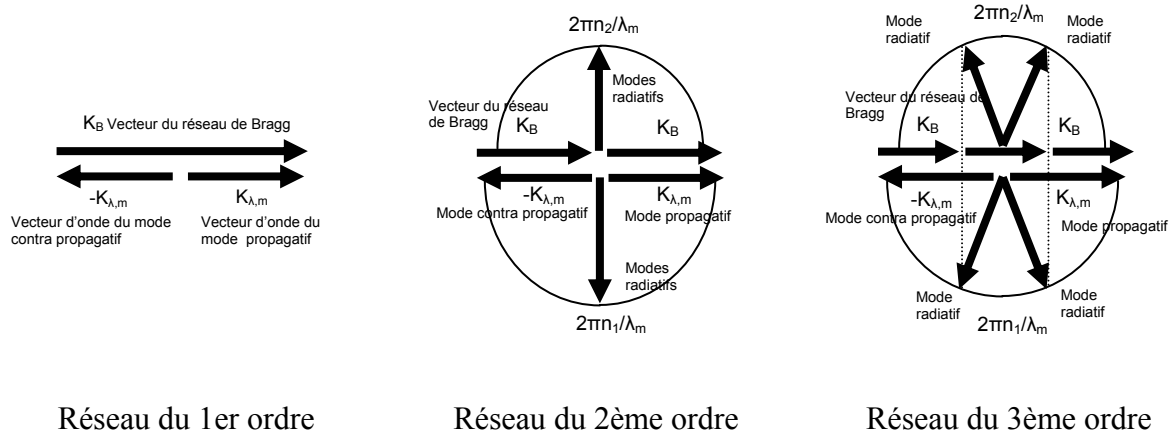


figure 13 : Représentation graphique de la relation entre le vecteur d'onde du mode du guide, les modes radiatifs, et le vecteur du réseau de Bragg 1D [Yamamoto 1978].

La figure 14 rappelle le diagramme de dispersion du guide et présente une vue schématique au voisinage d'un repliement en $k = \pi/a$ avec la mini bande interdite repérée. La figure 15 et la figure 16 montrent respectivement l'évolution des modes à proximité du premier et du second point de repliement. Ces figures présentent également les profils spatiaux des modes fondamentaux et latéraux d'ordre 1 calculés aux points de repliements.

Au premier point de repliement (figure 15), les ondes dégénérées présentent un seul maximum d'intensité du champ par période du CP. Ces ondes couplées sont déphasées longitudinalement de $\pi/2$. En considérant comme axe de référence l'axe transverse au guide passant par le centre des trous les plus proches situés de part et d'autre du guide, on observe effectivement que les ondes se propagent soit avec leurs maximums alignés sur l'axe de référence, soit avec leurs minimums alignés sur cet axe. Nous avons choisi de repérer les modes par un chiffre suivi d'une lettre. Le chiffre correspond à l'ordre du mode latéral (0 pour le mode fondamental) et la lettre décrit la façon dont le maximum du mode est situé par rapport au réseau : "n" si le mode présente un nœud (minimum d'intensité) aligné avec l'axe de référence; "v" si au contraire le mode y présente un ventre (maximum d'intensité).

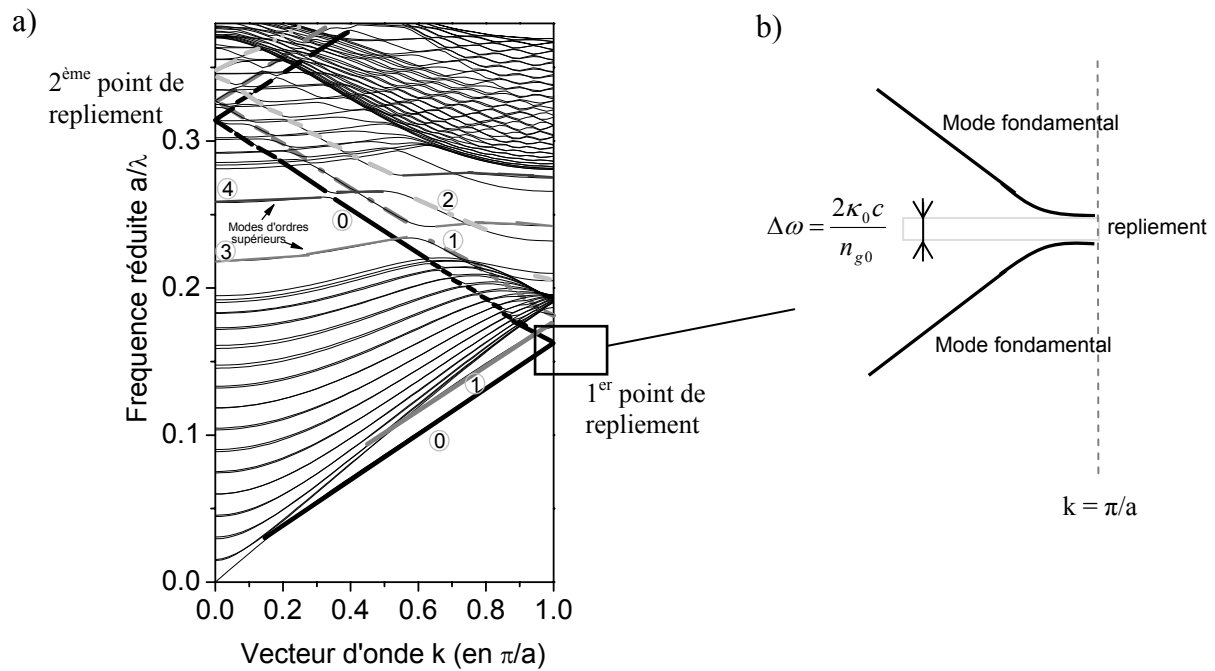


figure 14 : a) Diagramme de dispersion du guide W3 ΓK avec les principaux modes guidés surlignés.
 b) Représentation schématique à proximité du 1er point de repliement du mode fondamental.

Au second point de repliement, le réseau d'ordre 2 implique deux maximums d'intensité du mode par période du CP (figure 16). L'onde possède un extremum du champ aligné avec les trous appartenant à l'axe de référence mais aussi un extremum entre deux trous voisins.

On peut noter que la position fréquentielle d'un mode ne permet pas de prédire sa répartition spatiale. En effet, dans notre cas d'étude, au premier repliement les modes " v " sont de plus basses fréquences que les modes " n " mais au deuxième repliement ce n'est pas le cas.

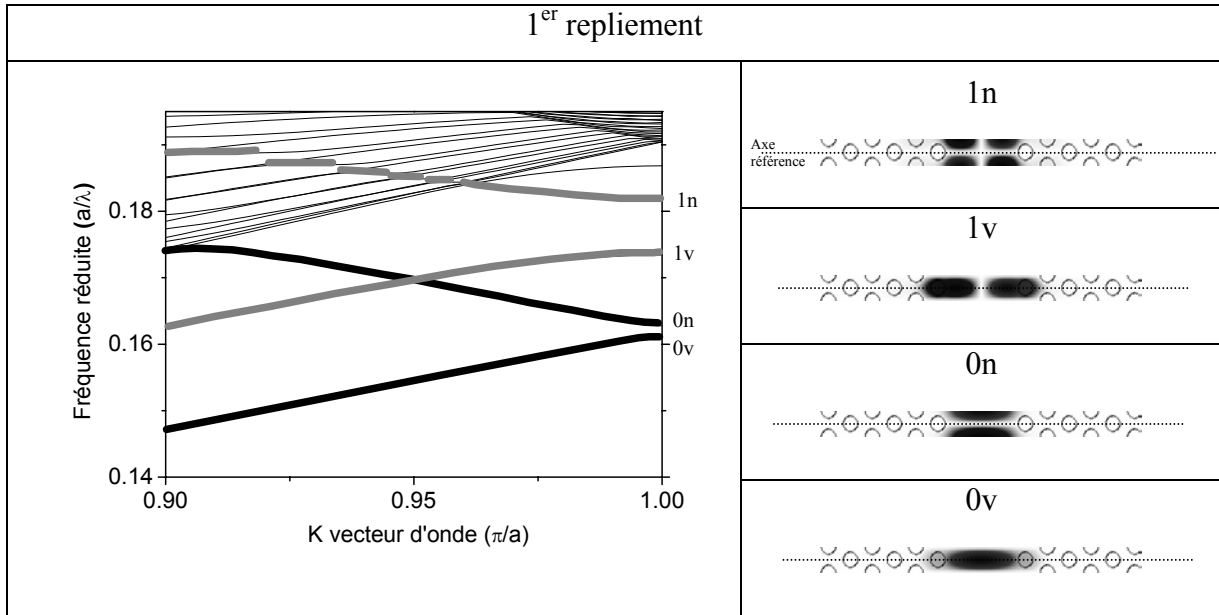


figure 15 : Vue agrandie du diagramme de dispersion du guide W3 ΓK à proximité du 1er point de repliement. Les modes guidés sont tracés en gras. Sur la partie droite : répartition spatiale des modes guidés (fondamental et latéral 1) au 1er repliement ($k = \pi/a$).

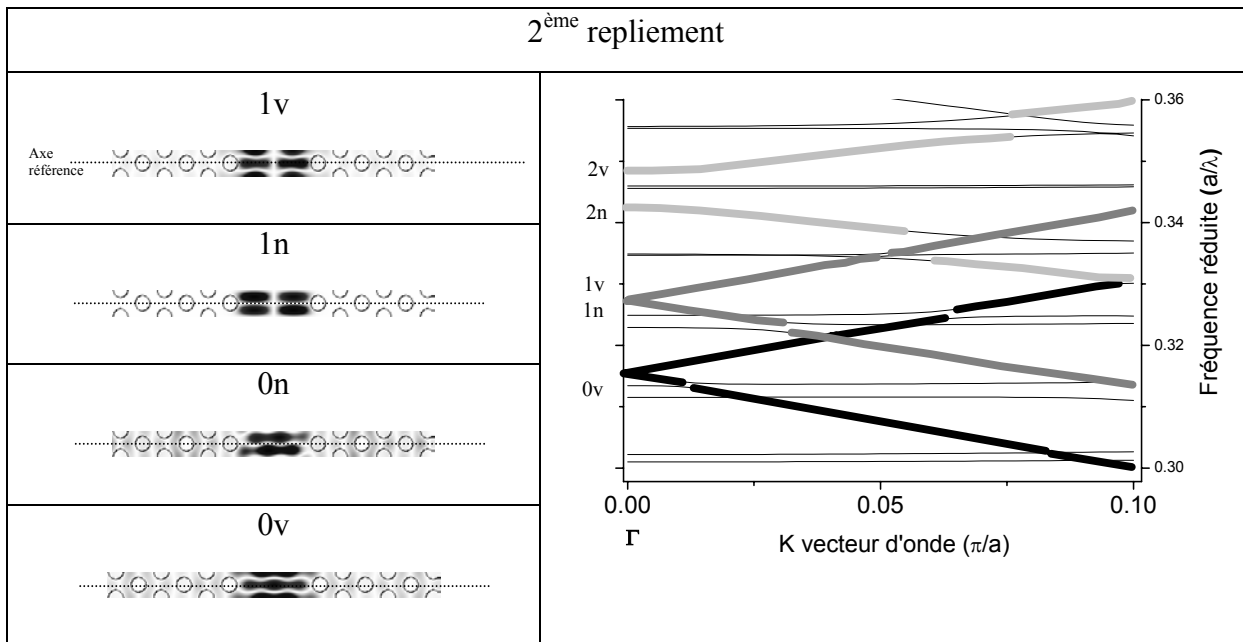


figure 16: Vue agrandie du diagramme de dispersion du guide W3 ΓK à proximité du 2ème point de repliement. Les modes guidés sont retracés en gras. Sur la partie gauche : répartition spatiale des modes guidés (fondamental et latéral 1) au 2ème repliement en Γ ($k = 2\pi/a$).

Généralement, la mini bande interdite est d'autant plus grande que l'ordre latéral du mode est élevé. En effet, leur extension latérale plus importante procure une interaction plus importante avec le réseau qui augmente le facteur de couplage κ et donc la mini bande interdite $\Delta\omega$.

Par comparaison, pour la filière des télécommunications optiques, un guide laser DFB conventionnel de $400\mu\text{m}$ de long possède un facteur de couplage κL de l'ordre de 1 à 2, alors qu'un guide W3 ΓK pris dans les mêmes conditions, c'est-à-dire un guide de $400\mu\text{m}$ de long fonctionnant au 1^{er} repliement du mode fondamental, possède un facteur de couplage κL de l'ordre de 25 soit 1 ordre de grandeur supérieur.

De plus, par rapport aux structures DFB conventionnelles, la contre réaction est assurée par la diffraction sur un réseau bidimensionnel situé sur les bords du guide, qui présente de fortes variations des parties réelle et imaginaire de l'indice, le réseau traversant la zone active. Le caractère bidimensionnel du réseau apporte une différenciation des modes dégénérés. En effet, il a été observé que les temps de vies des modes dégénérés peuvent être très différents [Gauthier-Lafaye 2005], [Checoury 2005c]. La figure 17 illustre le temps de vie de deux modes dégénérés dans un guide W1 à maille carrée au 2^{ème} repliement. Ici, il a été choisi de nommer les modes en fonctions de leurs fréquences, nous ne savons rien sur leurs profils spatiaux. A l'approche du 2^{ème} point de repliement en $k=0$, le mode fondamental de plus basse fréquence nommé U_1 possède un temps de vie de 8 ordres de grandeur supérieur à celui de U_2 . Ainsi le mode ayant le plus fort temps de vie est privilégié, privilégiant le fonctionnement laser sur ce mode-ci. Cette forte discrimination entre les deux modes dégénérés rend le laser monomode.

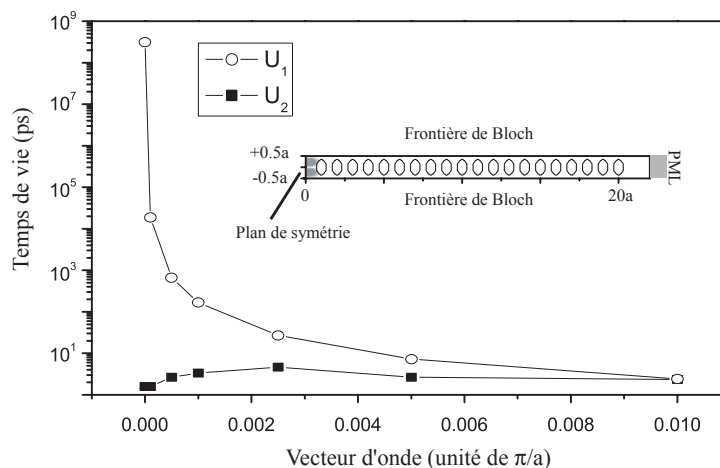


figure 17 : Evolution du temps de vie à l'approche du 2ème point de repliement pour le guide W1 carré (calcul FDTD 2D avec une supercellule 41X1)[Gauthier-Lafaye 2005]

Cependant, cette discrimination étant uniquement due à la géométrie du CP, elle peut être modulée par la variation de ses paramètres géométriques. Par exemple, la dépendance de l'émission monomode d'un guide à CP en fonction du facteur de remplissage en air a déjà été montrée par [Checoury 2006].

I.4. Synthèse sur l'utilité des cristaux photoniques pour la réalisation de diodes laser.

Les CP possèdent de fortes potentialités pour la réalisation de composants optiques actifs ou passifs. Dans cette partie, nous résumons les divers avantages des CP pour les sources lasers à semiconducteurs. En effet, que ce soit des structures composées de CP parfaits, de microcavités ou de guides, les CP offrent des propriétés remarquables en fonction du choix du point de fonctionnement. De plus, ils représentent l'une des principales voies vers l'intégration photonique planaire dense.

Un certain nombre de ces avantages a déjà été abordé dans ce chapitre :

- Miroirs à CP

A l'intérieur de la BIP, la réflectivité s'approche de l'unité. De plus, de par la technologie utilisée pour la réalisation des CP, les miroirs sont définis en même temps que le guide. Cela permet une plus grande liberté quant à la localisation du miroir CP. Il peut être disposé en fin de cavité mais aussi à l'intérieur de celle-ci afin de former des cavités couplées.

- Faible vitesse de groupe

Pour toutes les cavités à base de CP, à proximité des bords de la zone de Brillouin ou lors d'un anti-croisement, la vitesse de groupe du mode chute brutalement jusqu'à s'annuler voire s'inverser. Or une faible vitesse de groupe implique un plus grand temps d'interaction entre l'onde et la zone active. Cela améliore le gain modal au-dessus et en dessous du seuil, et diminue le seuil laser proportionnellement à $1/v_g^2$ [Dowling 1994], [Sakoda 1999a].

- Confinement des modes dans la BIP

La BIP confine fortement le mode optique à la fois par réflexion interne et par réflexion de Bragg latérale.

Il existe toutefois à l'intérieur de la BIP des points singuliers, les anti-croisements, qui impliquent le déconfinement local d'un mode guidé tout en diminuant sa vitesse de groupe. Cette région singulière pose parfois problème en raison du déconfinement, mais cela peut aussi être source d'intérêt. Par exemple, on peut tirer profit du déconfinement du mode à

l'anti-croisement, pour démultiplexer les fréquences correspondant à l'anti-croisement [Martinelli 2007].

- Emission de type DFB en bord de zone de Brillouin

En bord de zone de Brillouin, la périodicité du cristal permet d'obtenir une contre réaction distribuée dont le mécanisme est similaire à celui d'un laser DFB conventionnel. Il a été démontré que ces lasers à CP émettant de façon DFB peuvent être intrinsèquement monomode dans certaines configurations [Gauthier-Lafaye 2005], [Checoury 2005c].

D'autres spécificités des CP, non vues dans ce chapitre mais largement documentées dans la littérature, peuvent être utilisées pour les lasers à semiconducteur, notamment l'effet Purcell. L'effet Purcell n'est valable que pour des cavités de très faible volume ayant des facteurs de qualité importants. Il ne sera pas étudié dans la suite de ce manuscrit car nous utiliserons des lasers à guides à CP dont les dimensions sont bien trop importantes pour pouvoir exalter l'effet Purcell.

Cet effet [Purcell 1946] réside dans l'exaltation sélective d'un ou de peu de modes résonnants d'une microcavité, diminuant ainsi la part d'émission spontanée inutile. En effet, seule l'émission spontanée du mode laser est utile, celle des autres modes dissipe inutilement l'énergie [Lourtioz 2003]. Ainsi cette exaltation sélective de l'émission spontanée implique une diminution du seuil laser. Dans le cas où toutes les transitions radiatives donnent un photon dans le mode de cavité, on peut obtenir un laser sans seuil.

1.5. Etat de l'art des sources laser à cristal photonique

Depuis les premières expériences de Yablonovitch [Yablonovitch 1991] en 1991, les cristaux photoniques constituent un très vaste champ de recherches. De nombreux ouvrages [Lourtioz 2003], [Joannopoulos 1995], publications [Benisty 2006], ou sites internet répertoriés à l'adresse <http://www.pbglink.com> présentent des revues des structures à CP. Les progrès récents en technologie rendent désormais possible l'exploitation des propriétés remarquables des cristaux photoniques pour le développement de nouveaux composants photoniques. Parmi l'ensemble des recherches menées, l'introduction de cristaux photoniques au sein d'une diode laser est une voie particulièrement attractive qui constitue un véritable enjeu pour le

développement de futurs circuits intégrés photoniques. Les travaux rapportés dans la littérature se répartissent selon deux grandes orientations :

- l'une consiste à remplacer les réflecteurs des diodes laser (face clivée ou réflecteur de Bragg) par un miroir à cristal photonique dont la réflectivité et la bande spectrale peuvent être ajustées par l'ingénierie de la maille du cristal. Ces miroirs peuvent ainsi éviter l'opération usuelle de clivage ou de traitement de facettes, et ils donnent une plus grande flexibilité dans la configuration de cavités de diodes laser.

- l'autre repose sur une définition complète de la structure laser à partir de cristaux photoniques planaires. Deux approches sont explorées : l'approche « membrane » qui est basée sur la structuration d'une fine couche de semiconducteur comportant la partie active du dispositif entourée au-dessus et au-dessous d'air ou de matériau de faible indice, et une approche « substrat » qui utilise le confinement vertical procuré par l'empilement usuel des couches de la diode laser. La première approche simplifie l'étape de gravure des cristaux photoniques. Cependant, elle n'est particulièrement bien adaptée qu'au pompage optique des sources laser, ce qui la rend peu compatible avec une utilisation pratique des sources. L'approche « substrat » nécessite d'importantes profondeurs de gravure pour éviter les pertes optiques par couplage entre les modes guidés et les modes rayonnés dans le substrat. Malgré cet inconvénient, cette approche est très prometteuse. En effet, elle permet d'assurer le pompage électrique et une bonne dissipation thermique des composants. Elle présente également l'avantage d'être compatible avec une intégration photonique planaire de différentes fonctions optiques définies par une structure photonique bidimensionnelle.

1.5.1. Réflecteurs à cristaux photoniques pour diodes laser

1.5.1.1. Réflecteurs à CP1D

L'utilisation de réseaux 1D est très largement répandue dans les diodes laser pour réaliser soit une contre réaction sélective en longueur d'onde pour les diodes de type DBR ou DFB, soit les miroirs de Bragg des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs). Des cavités horizontales inspirées des VCSELs, aussi courtes que $12\mu\text{m}$ (figure 18), délimitées par des réseaux de Bragg 1D de forte réflectivité ont été rapportées [Raffaele 2001], [Rennon 2001]. Au laboratoire, une étude [Valentin 2004] a été développée sur cette configuration. Elle a permis d'établir les conditions requises pour atteindre des 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.

I.5.1.2. Réflecteurs à CP2D

L'introduction de CP2D apporte davantage de flexibilité que le cas du 1D grâce à un degré de liberté plus élevé pour la conception et l'intégration de fonctions optiques.

En variant les paramètres du cristal et son emplacement par rapport au ruban de la diode [Happ 2002] la réflectivité du miroir peut être ajustée pour obtenir un miroir de fin de cavité à forte réflectivité ($R > 90\%$), ou un miroir intracavité permettant la réalisation de cavités couplées compactes. La courte cavité (figure 19) ainsi obtenue permet de cumuler des performances dynamiques et spectrales [Happ 2001].

Au lieu d'une incorporation localisée, la structure photonique peut être distribuée tout le long du ruban laser. Le principe du couplage de 2 cavités Fabry-Perot est ainsi facilement étendu au couplage de 2 cavités DFB, via une structuration latérale de part et d'autre du ruban [Mahnkopf 2003]. On obtient ainsi une source laser très compacte émettant sur des canaux accordables continûment par injection de courant.

Une autre réalisation concerne une structure MOPA, où le cristal photonique 2D a été utilisé dans la section maître pour réaliser une cavité de type DFB et un miroir de fin de cavité à forte réflectivité [Cuisin 2003].

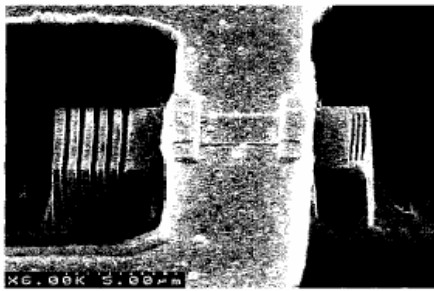


figure 18: Laser à cavité horizontale courte délimitée par des miroirs à CP 1D [Rennon 2001]

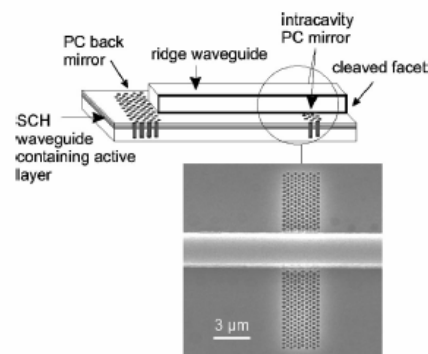


figure 19: Laser ridge avec miroirs de fin de cavité et intra cavité en CP [Happ 2001]

Très récemment, dans le cadre de la plateforme ePIXnet [ePIXnet], la difficulté de la réalisation de CP2D, à partir de la surface d'une structure de diode laser GaAs a été surmonté et [Moore 2008] a proposé l'utilisation de la mini-bande interdite d'un guide à CP comme

réflecteur d'un laser (figure 20). La sélectivité modale procurée par la mini-bande interdite a permis l'obtention d'une émission monomode pour des rubans de 20 μm de larges.

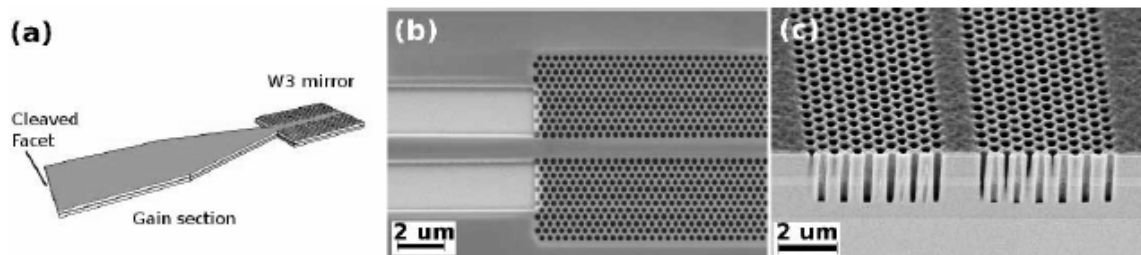


figure 20 : Différentes vues de la structure utilisant un guide à CP2D comme miroir de fin de cavité [Moore 2008]

Dans les structures VCSELS, l'introduction de cristaux photoniques permet notamment un meilleur contrôle de la qualité modale de l'émission. La structuration du miroir supérieur permet ainsi d'obtenir une émission monomode [Leisher 2006], et autorise une ouverture plus importante que pour un VCSEL défini latéralement par un simple diaphragme d'oxyde (figure 21).

Un autre intérêt réside dans la proposition de diodes VCSEL compactes, où le miroir de Bragg supérieur pourrait être remplacé par une seule membrane structurée par un cristal photonique, en exploitant une résonance optique entre un mode guidé de la membrane avec le rayonnement de la demi-structure VCSEL [Boutami 2007a]. Une émission laser a été obtenue récemment sous pompage optique à 1,55 μm [Boutami 2007b], démontrant la faisabilité de l'approche et ouvrant une nouvelle voie pour l'accordabilité et le contrôle en polarisation de l'émission des VCSELS (figure 22).

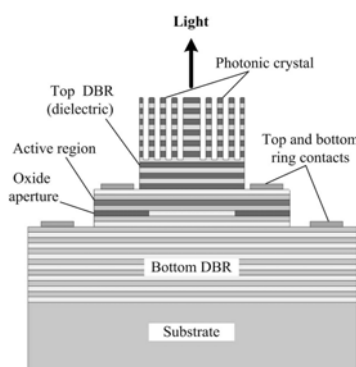


figure 21 : Cavité VCSEL [Leisher 2006]

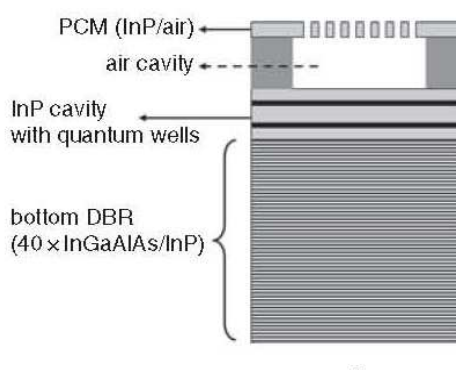


figure 22 : Cavité VCSEL [Boutami 2007b]

1.5.2. Diodes laser tout cristal photonique

1.5.2.1. Approche « membrane »

1.5.2.1.1. *Microcavités laser*

L'introduction d'un défaut localisé dans un cristal photonique 2D définit une microcavité qui permet de piéger les photons dans un petit volume et exalter l'émission spontanée (effet Purcell). La plupart des microcavités réalisées présente une émission surfacique obtenue sous pompage optique, à partir des modes de défauts localisés dans la bande interdite photonique ou des modes de Bloch.

En 1999, Painter & al. du CalTech [Painter 1999] ont rapporté la première émission laser à $1,5\mu\text{m}$ à partir d'une microcavité réalisée dans une membrane d'InGaAsP, caractérisée par l'omission d'un trou dans un cristal photonique à maille hexagonale. Ce résultat a suscité de nombreux travaux. On peut souligner les avancées de l'équipe de Noda de Kyoto obtenues sur des membranes de silicium, les coefficients de qualité s'élevant de 45000 [Akahane 2003] à $\sim 1\,000\,000$ [Song 2005]. Des facteurs de qualité de 220000 à 800000 ont été rapportés par Kuramochi & al. du NTT [Kuramochi 2006] par une modulation locale de la largeur d'une ligne de défaut. Au KAIST en Corée, l'équipe de Lee a développé de nombreuses cavités fonctionnant sous pompage optique [Ryu 2003a, Ryu 2003b, Ryu 2002]. Plus récemment, une avancée majeure a été obtenue en démontrant un fonctionnement sous injection électrique par l'introduction d'un piédestal central sous la cavité [Park 2004, Park 2005], comme représenté sur la figure 23. Ce laser présente un très petit volume inférieur à $0.06\mu\text{m}^3$, un faible courant de seuil d'environ $260\mu\text{A}$ avec une réjection du mode secondaire supérieure à 30dB, son facteur de qualité a été estimé supérieur à 2500.

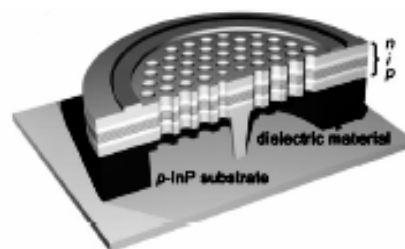


figure 23 : Microcavité fonctionnant sous pompage électrique [Park 2004, Park 2005]

En France, un effort important de recherches est mené par l'INL sur des membranes d'InP contenant des puits quantiques d'InGaAsP, reportées sur un empilement de silice sur silicium par collage moléculaire, dans le cadre d'un partenariat avec le LETI. Une émission laser monomode a été démontrée pour des cavités hexagonales de type H2 et H5 définies par l'omission de 2 et 5 trous dans le cristal. La cavité de type H1 présente un facteur de qualité trop faible pour permettre l'émission laser [Letartre 2005, Monat 2003, Seassal 2005]. Sur des structures à maille de graphite sans défaut ponctuel, un fonctionnement en bord de bande avec une puissance de seuil de $50\mu\text{W}$ pour un volume de $\sim 7\mu\text{m}^2$ et un coefficient de qualité compris entre 1000 et 7000 en fonction du taux de remplissage en air est ainsi obtenu [Mouette 2003].

A ce jour, peu de travaux ont été rapportés dans la filière GaAs. Récemment, l'équipe de Forchel à l'Université de Würzburg a rapporté une microcavité sur membrane GaAs présentant un facteur de qualité élevé, supérieur à 140000 [Herrmann 2006, Süner 2007] et elle a démontré une accordabilité de la longueur d'onde d'émission par l'utilisation d'une technique de gravure et d'oxydation successives. Par cycle de gravure avec un temps d'oxydation à l'air de 10mn, un décalage spectral de $1,9\text{nm}$ à $\pm 0,14\text{nm}$ est obtenu. En France, une collaboration Thalès-LPN-LCFIO a rapporté l'obtention d'un coefficient de qualité aussi élevé que 250000 sur une microcavité à membrane [Weidner 2006] (figure 25), cette valeur est actuellement la plus élevée de la filière GaAs.

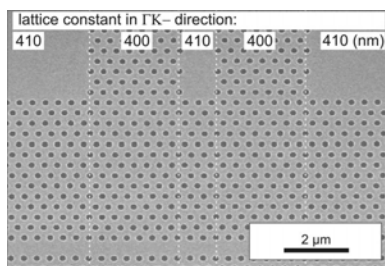


figure 24 : Vue au microscope électronique de la cavité GaAs [Süner 2007] [Herrmann 2006]

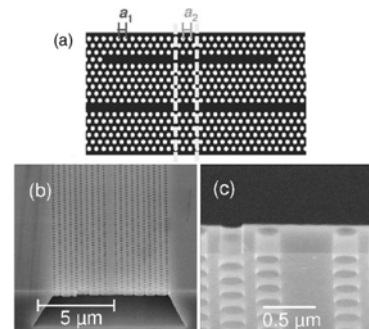


figure 25 : Microcavité [Weidner 2006]

En 2007, la première démonstration de microcavité émettant par la tranche intégrée à un guide à CP a été rapportée [Yang 2007]. Cette réalisation illustre les potentialités des CP pour le développement de l'intégration photonique planaire.

1.5.2.1.2. Sources laser à guide d'onde

Parallèlement au développement des microcavités à cristal photonique, l'introduction de cristaux photoniques dans les diodes laser émettant dans le plan constitue un domaine de recherches particulièrement attractif. En effet, elle ouvre la voie à la réalisation de sources compatibles avec une intégration planaire. Dans ce contexte, plusieurs approches sont proposées à partir de guides, de couplage de cavités ou encore de cavités DFB 2D,...

Le groupe de Noda a démontré une émission planaire à partir du pompage optique impulsionnel d'un guide sur membrane constitué par l'absence d'une rangée de trous (W1) dans un cristal photonique à maille hexagonale [Sugitatsu 2003] (figure 26). La puissance moyenne de seuil est faible, de l'ordre de $690\mu\text{W}$ pour une longueur de $13,6\mu\text{m}$. L'émission laser à $1,5\mu\text{m}$ se produit au point de repliement K, ce point correspondant à un point de fonctionnement de type contre réaction distribuée (DFB). La longueur d'onde d'émission pouvant être contrôlée par la largeur du guide, il a été obtenu une accordabilité en modifiant la largeur du guide avec une variation de $80\text{nm}/0,1 \text{ a}$, a étant la période du cristal photonique [Sugitatsu 2004]. En associant un défaut ponctuel comme représenté sur la figure 27, il a été observé à la fois une émission dans le plan et une émission verticale [Sugitatsu 2005], la longueur d'onde d'émission du défaut coïncidant avec celle du guide sans considération de condition d'accord de fréquence entre le défaut et le guide.

Un fonctionnement laser monomode en bord de zone de Brillouin a également été rapporté dans la filière GaAs par Inoue & al. [Inoue 2004]. Ce résultat a été obtenu sur des structures membranaires comportant un milieu actif à boîtes quantiques.

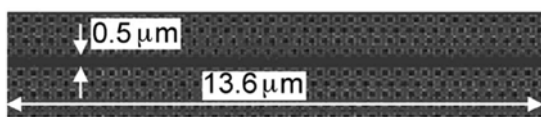


figure 26 : Structure laser à base de guide à cristal photonique de type W1 [Sugitatsu 2003]

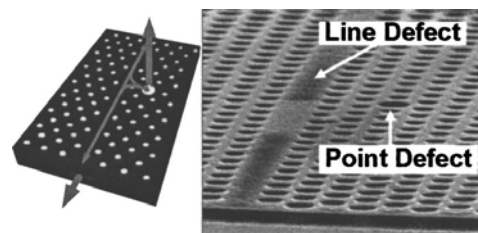


figure 27 : Structure laser avec défaut ponctuel [Sugitatsu 2005]

Au laboratoire, en nous appuyant sur les travaux présentés dans cette thèse, nous avons développé des sources laser basées sur un guide à CP de type W3 dans une membrane d'InGaAs/GaAs [Larrue 2008, Larrue 2007]. Nous avons démontré une émission planaire monomode stable de type DFB à 990nm ainsi qu'un contrôle fin de la longueur d'onde d'émission en utilisant le concept proposé dans le chapitre 3.

I.5.2.2. Approche « substrat »

Au début de nos travaux, l'approche substrat était relativement peu explorée en raison des difficultés technologiques de réalisation des CP. A notre connaissance, seuls deux laboratoires, KTH et III-V lab, ont développé et surmonté la gravure profonde dans la filière InP [Mulot 2002], [Pommereau 2004]. La figure 28 illustre une vue en coupe du cristal photonique réalisé par III-V lab. Ces travaux ont été menés principalement dans le cadre du projet européen IST PCIC. Ils ont donné lieu à plusieurs réalisations de sources laser basées sur le couplage de cavités.

Une démonstration du couplage de 40 cavités hexagonales définies par des côtés constitués de 6 trous manquants le long d'une face de l'hexagone a été démontrée par Happ & al. [Happ 2003] dans la filière InP (figure 29). Les lasers présentent un courant de seuil de 15mA et sont limités thermiquement à une puissance maximale de 2,6mW avec une longueur d'onde d'émission située en bord de la minibande interdite, côté courte longueur d'onde.

L'introduction d'une constriction périodique de W5 à W3 le long du guide (figure 30) [Talneau 2004], ou localisée de W5 à W1 [De Rossi 2005] a permis d'obtenir un fonctionnement monomode sous pompage électrique en ajustant les paramètres de la constriction.

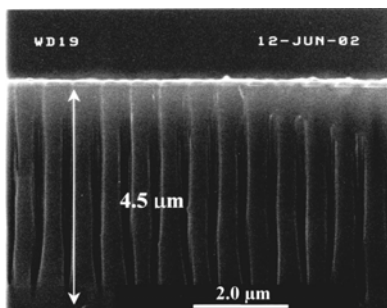


figure 28 : Vue en coupe du cristal photonique pour l'approche substrat développée dans [Pommereau 2004]

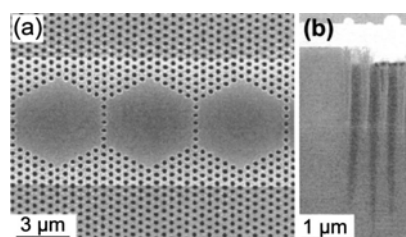


figure 29 : Image MEB de cavités couplées [Happ 2003]

Une autre réalisation consiste au couplage de deux cavités DFB par l'intermédiaire d'un miroir à cristal photonique. Les longueurs des cavités définissent les espacements respectifs des modes dans les cavités et l'accordabilité est obtenue par la variation du courant dans chacune des cavités qui provoque un effet de vernier spectral. Mahnkopf a rapporté une structure basée sur des guides de largeur caractérisées par 7, 9, ou 11 rangées de trous

manquantes selon la direction ΓM avec des longueurs de cavités respectives de $114\mu\text{m}$ et $124\mu\text{m}$ [Mahnkopf 2004] (figure 31). L'augmentation de la largeur du guide de $W7$ à $W11$ conduit à une diminution du courant de seuil de 19mA à 13mA avec des rendements respectifs de 25mW/A et 48mW/A et une puissance maximale de $1,2$ à $2,7\text{mW}$, les courants dans les deux sections étant identiques. En ajustant de manière appropriée les courants dans les sections, n'importe quelle longueur d'onde comprise entre 1495 et 1525nm peut être sélectionnée. Pour répondre aux exigences des applications WDM, 36 canaux séparés de 100GHz ont été définis avec un taux de réjection supérieur à 20dB . Pour une structure similaire basée sur un guide $W9$ orienté selon ΓK avec des miroirs orientés ΓM [Kamp 2005], une puissance supérieure à 10 mW est atteinte avec un maximum de 24mW pour des longueurs de cavités respectives de $124\mu\text{m}$ et $160\mu\text{m}$. Comme pour la structure précédente, une accordabilité sur 30nm est obtenue avec des pas de 0.8nm .

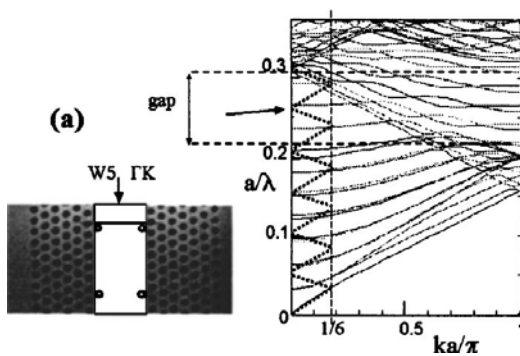


figure 30 : Laser W5 avec constriction périodique et diagramme de bande, les traits en pointillés représentent les repliements du mode fondamental

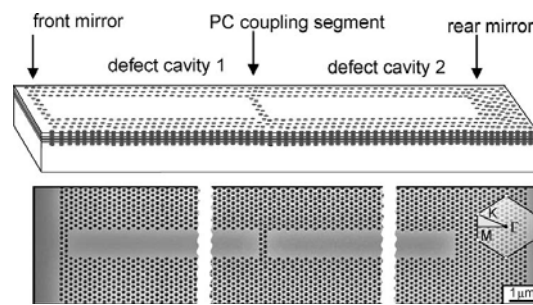


figure 31 : Structure et images MEB de la zone avant, du miroir de couplage et du miroir arrière [Mahnkopf 2004]

En novembre 2002, nous avons initié une collaboration avec III-V lab, le LPN, l'IEF dans le cadre du projet national CRISTEL du RNRT sur la conception de diodes laser entièrement définies par des cristaux photoniques, répondant aux exigences des télécommunications optiques en terme de longueur d'onde d'émission.

Une première phase a porté sur la réalisation de structures fonctionnant sous pompage optique. Elle a mis en évidence une émission laser de type DFB [Checoury 2004a], [Checoury 2005b] pour différentes configurations de structures. Une émission laser sur le mode fondamental d'un guide étroit $W1$ a été obtenue pour un cristal à maille carrée [Checoury 2005a]. Malgré l'absence de l'ouverture complète d'une bande interdite photonique, l'effet laser se produit en Γ , au second point de repliement du mode fondamental où l'émission est intrinsèquement monomode [Gauthier-Lafaye 2005]. Expérimentalement, le taux de réjection

du mode secondaire est supérieur à 25dB sur une gamme de longueur d'onde de 1420nm à 1550nm. Des émissions monomodes ont été obtenues pour d'autres configurations de guides. Dans le cas d'une géométrie de type W3 dans l'orientation ΓK , l'émission a lieu au second point de repliement au-dessus de la bande interdite avec un faible coefficient de rétroaction de manière similaire à celle obtenue pour le guide W1 à maille carrée, alors que pour une géométrie de type W2-3 dans l'orientation ΓM (absence alternative de 2 et 3 rangées de trous dans le cristal) l'émission apparaît dans la bande interdite au troisième repliement du mode fondamental, point M, avec un coefficient de couplage aussi élevé que 400cm^{-1} [Checoury 2004b]. Il a alors été montré une amélioration d'un facteur deux de la densité de puissance de seuil pour un fonctionnement dans la bande interdite [Checoury 2006].

Les travaux reportés dans ce manuscrit se sont inscrits dans la deuxième phase du projet qui avait pour but la réalisation de structures fonctionnant sous injection électrique. Nos partenaires ont démontré un fonctionnement au 3^{ème} repliement sur des guides de type W3-4 dans l'orientation ΓM à la fois sous pompage optique et sous injection électrique avec un taux de réjection du mode secondaire de $\sim 40\text{dB}$ [Checoury 2005c]. Une accordabilité sur une gamme de 18nm par pas de seulement 0,4nm soit 50GHz, avec un taux de réjection supérieur à 35dB [Brenot 2006] a été atteinte à partir d'une cavité couplée comportant une section de phase (figure 32).

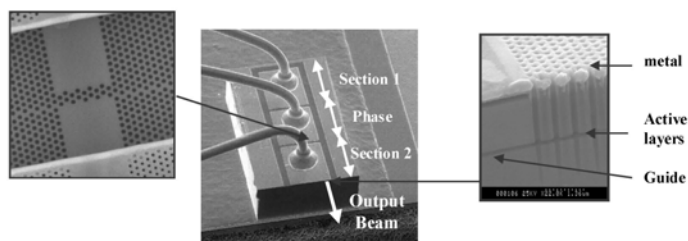


figure 32 : Images MEB d'une diode laser accordable [Brenot 2006]

Récemment, le caractère 2D des cristaux a été également introduit dans des structures de type α -DFB pour procurer des sources pures spectralement et limitées par la diffraction. Le résultat le plus significatif est rapporté par Hofmann & al. [Hofmann 2007]. La structure représentée schématiquement sur la figure 33 est réalisée dans la filière GaAs. Le réseau 2D de trous de rayon 85nm est désorienté de 20° par rapport aux facettes avec une période de 311nm dans le sens « longitudinal » et 855nm dans le sens « latéral ». Dans cette structure, et contrairement aux cristaux photoniques à fort rapport d'aspect, un faible recouvrement du mode guidé avec

les trous est nécessaire, la gravure ne doit donc pas pénétrer dans le guide actif. Une émission laser à 980nm est obtenue avec un taux de réjection du mode secondaire de 50dB. Le courant de seuil est de 1,3A avec un rendement de 0,08W/A. Une puissance maximale de 140mW est atteinte pour un courant de 3,7A. Le faisceau émis est confiné dans un seul lobe étroit, d'ouverture à mi-hauteur de 0,36°.

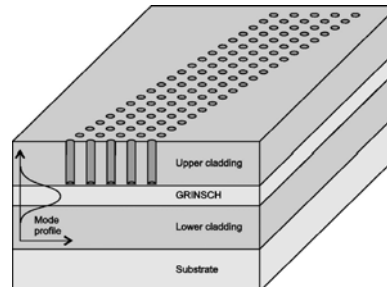


figure 33 : Structure schématique du α -DFB à cristaux photoniques [Hofmann 2007]

I.6. Conclusion

Dans ce chapitre, les principales propriétés des guides optiques planaires définis par cristal photonique bidimensionnel ont été présentées. Ces structures sont caractérisées par des diagrammes de dispersion fortement dépendants de la nature du défaut constituant le guide. Le cas typique du guide W3 Γ K a permis de mener une analyse du comportement modal en divers points de fonctionnement. Ainsi, à l'intérieur de la bande interdite photonique, nous avons étudié l'influence de croisements ou d'anti-croisements sur différents modes en fonction de leur parité et de la géométrie du guide. Nous avons vu qu'un croisement n'engendre aucune interaction entre les modes mais que, en revanche, un anti-croisement produit un couplage entre les modes concernés. Ce couplage fait apparaître une mini-bande interdite au bord de laquelle on observe, à la fois, un déconfinement modal et une réduction de la vitesse de groupe. L'étude du comportement modal a ensuite été menée en bord de zone de Brillouin, au niveau de points de repliement qui sont le siège de modes propagatifs et contrapropagatifs se couplant via le réseau. En ces points particuliers, la périodicité du cristal photonique procure une réflexion distribuée pouvant être mise à profit pour conduire à un comportement de type DFB. En outre, cette étude a permis d'identifier les profils spatiaux des modes dégénérés du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur qui seront utiles dans la suite de nos travaux.

Concernant la technologie de sources laser à cristal photonique, l'essentiel des dispositifs réalisés dans les filières GaAs et InP est basé sur l'approche membrane qui est quasi-incompatible avec le pompage électrique. La mise en œuvre de l'approche substrat requiert, quant à elle, des profondeurs de gravure importantes pour assurer convenablement le confinement optique. Cette technologie n'est maîtrisée que par peu d'équipes, ce qui explique la faible diffusion de résultats de structures laser à cristal photonique fonctionnant sous pompage électrique. Dans les chapitres suivants, nous nous attacherons à développer ce dernier point.

Chapitre II

Diodes laser à guides d'onde définis par cristal photonique

Au début de nos travaux, la faible maturité technologique de l'approche substrat n'autorisait pas la réalisation de sources laser planaires entièrement définies par cristaux photoniques bidimensionnels et compatibles avec un pompage électrique efficace. Le principal objectif de ce chapitre est donc de démontrer la faisabilité de ce type de diodes laser selon différentes configurations de cavités, et d'en étudier les caractéristiques d'émission.

Dans une première partie, après la description des contraintes technologiques liées à la géométrie des structures visées, le procédé de réalisation de dispositifs émettant au voisinage de 1550 nm est présenté.

Dans la suite, les résultats développés dans le chapitre 1 nous ont conduits à organiser nos travaux selon deux grands axes :

- L'étude du fonctionnement laser à proximité d'anti-croisements situés à l'intérieur de la bande interdite photonique. La structure laser utilisée pour cela repose sur un guide de type W5 à maille hexagonale en orientation ΓK choisi, à la fois, en raison de sa large bande interdite et de sa surface d'injection importante.

- L'étude du fonctionnement laser en bord de zone de Brillouin, au niveau du deuxième et du troisième point de repliement du mode fondamental. Cette étude est menée à partir d'un large éventail de structures basées sur des cristaux photoniques à maille hexagonale ou carrée et mettant en œuvre des guides présentant des largeurs, des longueurs et des terminaisons différentes.

Toutes les études développées ici reposent sur une démarche systématique qui, après une description de la structure mise en œuvre, présente les caractéristiques expérimentales d'émission et en propose une analyse. Cette analyse s'appuie essentiellement sur les diagrammes de dispersion issus des simulations propres à chaque structure et permet de dégager certains paramètres-clés qui en conditionnent les performances.

II.1. Réalisation des diodes laser à cristaux photoniques

Afin de permettre le pompage électrique sur les lasers à cristaux photoniques, nous avons choisi de réaliser ces structures en approche substrat. Dans cette partie, nous présentons succinctement la méthode de fabrication utilisée.

Les structures lasers à cristaux photoniques ont été réalisées par le laboratoire Alcatel-Thalès III-V lab.

II.1.1. La structure épitaxiale

Les structures lasers à cristaux photoniques ont été réalisées à partir d'une hétérostructure InP/InGaAsP/InP fabriquée par la technique d'épitaxie par jets moléculaires à source gazeuse. La structure, schématisée sur la figure 1, comprend 6 puits quantiques contraints émettant aux alentours de 1550 nm, insérés entre deux couches de confinement optique de type SCH (Separately Confinement Heterostructure). Au-dessus de ces couches se trouve une couche InP d'une épaisseur de 1 μ m ainsi qu'une fine couche de type Q1.17 (GaInAsP) permettant la transition vers la couche ternaire GaInAs pour faciliter l'injection électrique.

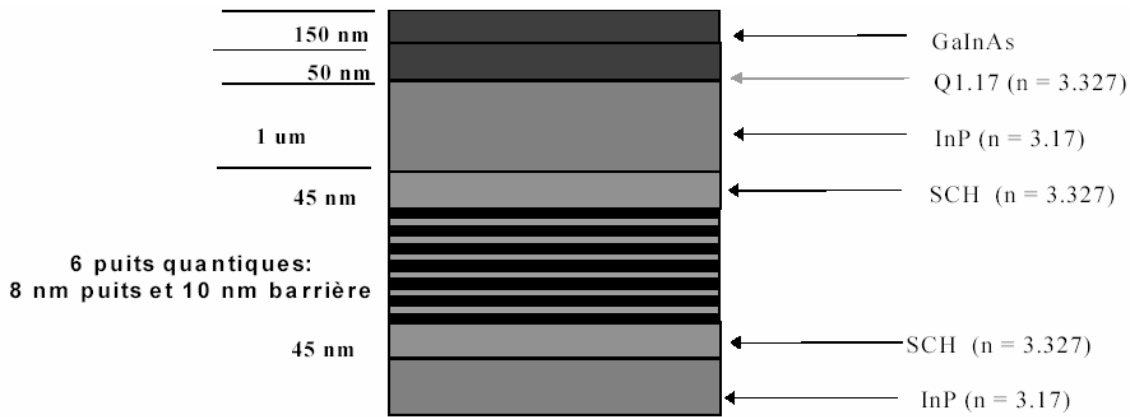


figure 1: Structure épitaxiale de l'empilement multicouches

II.1.2. Réalisation du cristal photonique

La principale difficulté de réalisation des cristaux photoniques en approche substrat provient du facteur de forme des trous (figure 2). En effet, pour éviter au maximum les pertes par couplage du mode vers l'air ou vers le substrat, la profondeur de gravure des trous doit être supérieure à $3\mu\text{m}$. Ce calcul a été réalisé en prenant en compte un mode centré sur la zone active et ayant une largeur à mi-hauteur de l'ordre de $1.5\mu\text{m}$. Cette profondeur de gravure est d'autant plus difficile à réaliser que le diamètre des trous est petit.

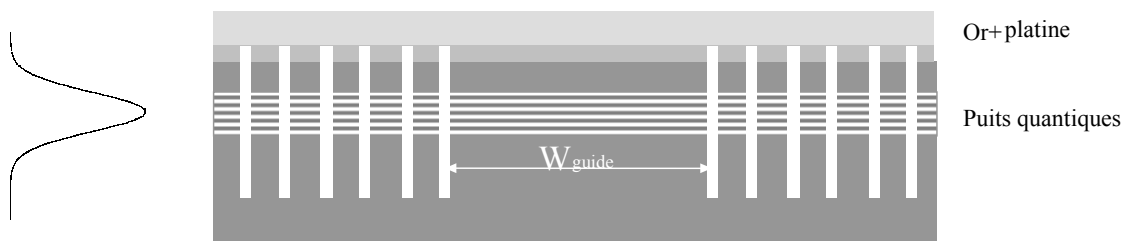


figure 2 : Profil de confinement vertical du mode et schéma d'un guide à CP utilisé pour la réalisation d'une diode laser. (Représentation selon une coupe transversale)

La fabrication du cristal photonique dans l'hétérostructure InP/InGaAsP/InP a été particulièrement optimisée et elle comprend plusieurs étapes [Pommereau 2004] :

- Masque de gravure : dépôt d'une couche de SiN de 400 nm et d'une couche de PMMA de $1\mu\text{m}$ sur la plaque d'InP
- Ecriture électronique du motif à cristaux photoniques sur la couche de PMMA.

- Gravure RIE pour transférer les motifs CP de la couche de PMMA vers la couche de SiN.
- Gravure de type ICP-RIE pour transférer les CP dans l'InP en utilisant le SiN comme masque. Après gravure, les résidus de PMMA et de SiN sont éliminés.

Les 3 images MEB de la figure 3 montrent des trous gravés par cette technologie. Les trous sont verticaux avec des profondeurs allant de 2.7 μm pour un diamètre de 200 nm à 3.8 μm pour un diamètre de trous de 300nm. Le facteur de remplissage en air est toujours égal à 30%.

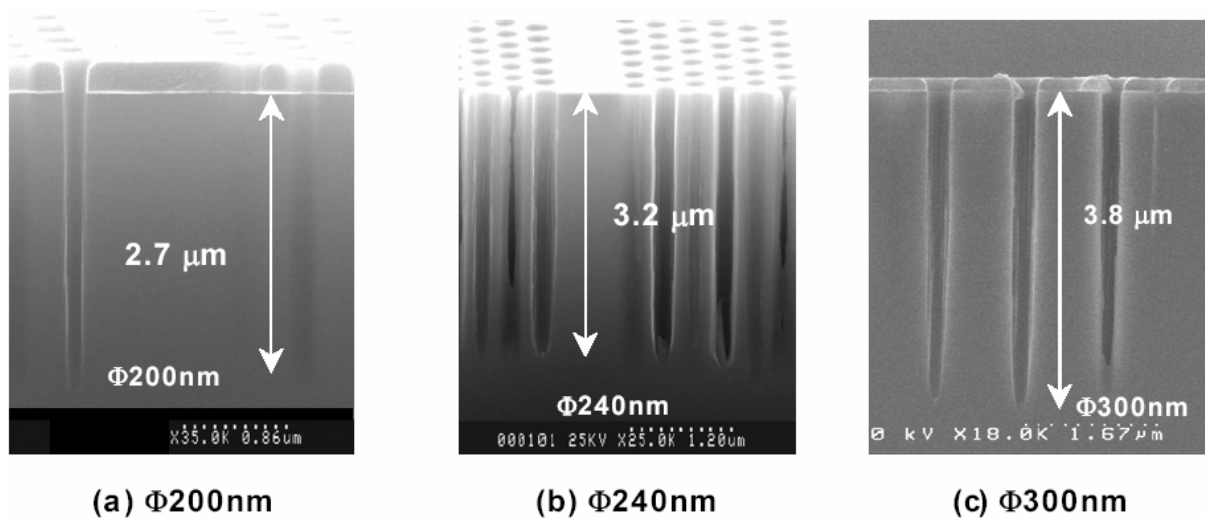


figure 3: Exemples de trous gravés sur InP [Lab. 2006]

Par conséquent, avec cette technologie de fabrication, la contrainte de 3 μm de profondeur de gravure impose un diamètre de trous supérieur à 220nm pour des CP bidimensionnel présentant un facteur de remplissage de 30%.

II.1.3. Injection électrique

Pour assurer l'injection électrique dans le CP ainsi obtenu, le procédé mis au point comporte les étapes supplémentaires suivantes [Lab. 2006] :

- Dépôt du contact p avec tilt (formation d'un couvercle métallique Platine + Or sur les CP)
- Implantation étroite des couches de contact
- Séparation des électrodes et indexation des composants
- Amincissement et contact n.

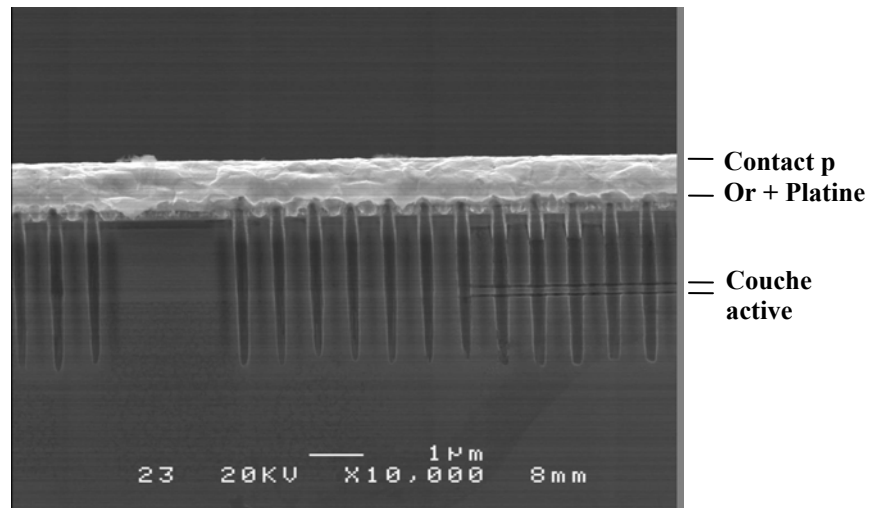


figure 4 :Image MEB de la coupe transversale d'un guide à CP permettant l'injection électrique.

II.1.3.1. Dépôt du contact p

Le dépôt du contact p a été effectué avec le substrat incliné de manière à minimiser le remplissage des trous et ainsi éviter de modifier les propriétés de la structure. L'image MEB de la figure 4 présente la coupe d'un guide à CP. Au-dessus du CP, on voit la couche métallique servant de contact p, et à environ $1.5\mu\text{m}$ de la surface du CP on devine la couche active. La profondeur totale des trous est de l'ordre de $3\mu\text{m}$. Le métal pénètre légèrement dans les trous sur environ $0.5\mu\text{m}$. Cette profondeur de pénétration n'est toutefois pas critique car les photons sont assez confinés sur la zone active, et ne "voient" que très faiblement cette partie.

II.1.3.2. Isolation électrique par implantation.

L'implantation d'ions hydrogènes assure l'isolation électrique latérale des guides à CP en créant des lacunes dans le semiconducteur, ce qui augmente significativement la résistivité des couches dopées de type p. Il est ainsi possible de limiter la zone d'injection de courant par un choix approprié de la zone non implantée. La largeur de la zone non implantée (figure 5) joue un rôle central sur les performances du laser. En effet, une largeur trop grande ne sera pas efficace pour confiner l'injection du courant dans le guide, et provoque un courant de fuite important. A l'inverse, une largeur non implantée trop petite conduira à un endommagement de la structure cristalline de zones dans lesquelles le mode laser peut

pénétrer. Cet endommagement donnera des pertes optiques importantes, et donc des courants de seuil importants.

Afin de trouver un compromis, on a réalisé une comparaison expérimentale entre différentes largeurs non implantées $W_{\text{non-implant}}$.

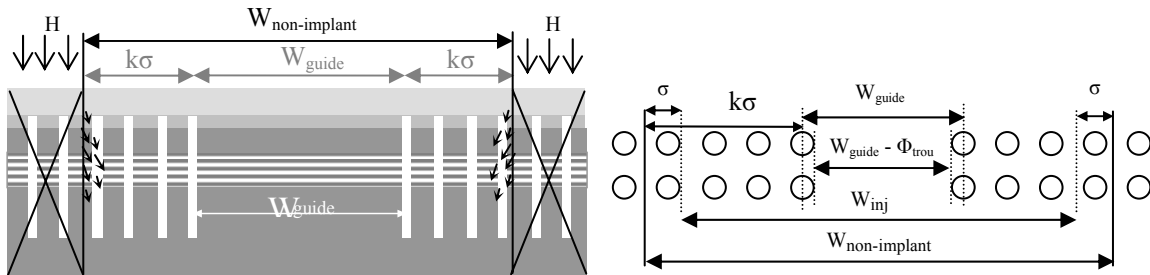


figure 5 : Implantation : coupe transversale (à gauche) et vue de dessus (à droite) du guide.

Nous avons défini la largeur non-implantée par:

$$W_{\text{non-implant}} = W_{\text{guide}} + 2 \times k\sigma$$

où σ est la diffusion latérale des ions qui est de $0.6\mu\text{m}$ dans notre cas et k un entier définissant les différentes largeurs non implantées utilisées. La largeur du guide d'onde W_{guide} est définie de centre de trous à centre de trous. Pour des largeurs correspondant à $k = 4, 6, 8$ ou 10 , nous avons noté une amélioration de la densité de courant de seuil laser entre $k = 4$ et $k = 6$ et aucune amélioration supplémentaire significative pour les plus larges ($k = 8$ ou $k = 10$). Les structures présentées dans la suite de ce manuscrit sont donc des structures à pompage électrique ayant toutes une largeur non-implantée correspondant à $k = 6$. Ce paramètre ne sera plus rappelé par la suite.

Une partie du matériau se trouvant sous la zone non-implantée se retrouve isolante par diffusion latérale de protons. Il est probable que la résistivité du matériau "non implanté" augmente graduellement à l'approche de la zone implantée. Cependant, dans le but de définir de façon simple une surface d'injection de courant, nous considérons que le matériau passe brutalement d'un état conducteur à un état isolant. Nous fixons arbitrairement la limite du matériau conducteur à σ , largeur à mi-hauteur de la diffusion latérale des ions, à l'intérieur de la zone non implantée (figure 5). Ainsi, la surface d'injection de courant S_{inj} est égale à la surface non-implantée à l'exclusion des parties isolantes : matériau proche de la zone implantée, et trous d'air. Pour un guide à CP de longueur L et ayant un facteur de remplissage en air r_{air} , la surface d'injection est alors définie par :

$$S_{inj} = L \times ((W_{guide} - \phi_{trou}) + (2 \times (k-1) \times \sigma + \phi_{trou}) \times (1 - r_{air}))$$

En prenant pour hypothèse que l'injection du courant est homogène sur l'ensemble de la surface d'injection, nous pouvons définir la densité de courant J dans les guides à CP par :

$$J = \frac{I}{S_{inj}}$$

II.2. Fonctionnement laser à l'intérieur de la BIP

Dans cette partie, nous étudions le fonctionnement d'un laser à CP pour des points de fonctionnement situés à l'intérieur de la BIP et pour des vecteurs d'ondes k différents des bords de zone de Brillouin : k différent de 0 et π/a [modulo $2\pi/a$].

Dans le chapitre 1, nous avons vu que la BIP confère aux modes du guide défini par CP un confinement intéressant à la fois par réflexion interne et par réflexion de Bragg latérale. De plus, à l'approche des anti-croisements la courbe de dispersion indique des vitesses de groupe faibles voire nulles. Cependant, l'anti-croisement déconfiné aussi le mode guidé. A l'aide de guides W5 en orientation ΓK , nous étudions dans cette partie les caractéristiques d'émission dans la BIP d'un laser tout CP sous pompage électrique et nous analysons l'influence d'un anti-croisement sur l'effet laser.

II.2.1. Description du guide laser W5 en orientation ΓK

Le guide étudié dans le but d'obtenir un fonctionnement à l'intérieur de la BIP est un guide de type W5 à maille hexagonale en orientation ΓK , appelé W5 ΓK . Cette structure est choisie en raison de sa surface d'injection importante et de la largeur de sa bande interdite.

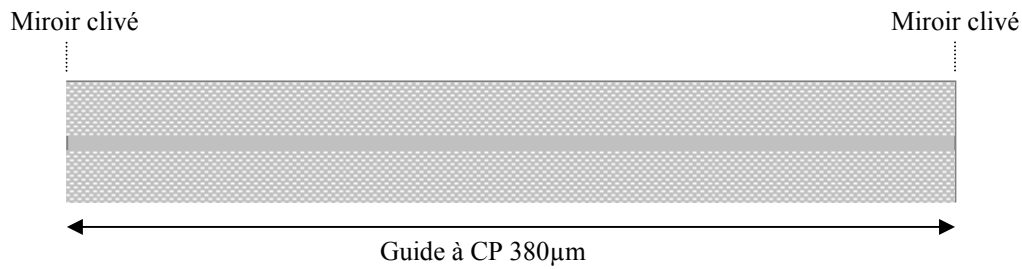


figure 6 : Schéma d'un guide à CP de 380µm délimité par des faces clivées.

Le diagramme de dispersion du guide W5 ΓK , représenté sur la figure 7, est simulé par la méthode des ondes planes. Afin de diminuer le temps de calcul, la structure simulée est infinie selon l'axe du guide alors que les structures lasers utilisées sont des guides W5 ΓK de 380µm de long délimités par deux faces clivées (figure 6). Le caractère fini de la structure n'est pas pris en compte ici. L'indice effectif de la structure semiconductrice est fixé à 3.21, il correspond à l'empilement des couches et a été affiné par itérations successives entre simulations et expériences. Le facteur de remplissage en air du CP est fixé à 30%. Sauf indication contraire, ce sont ces valeurs d'indice effectif et de facteur de remplissage qui seront retenues dans la suite pour tous les calculs. L'ensemble des modes propres TE dans la direction ΓK est représenté sur le diagramme de dispersion de la figure 7 jusqu'à la fréquence réduite de a/λ égal à 0.4.

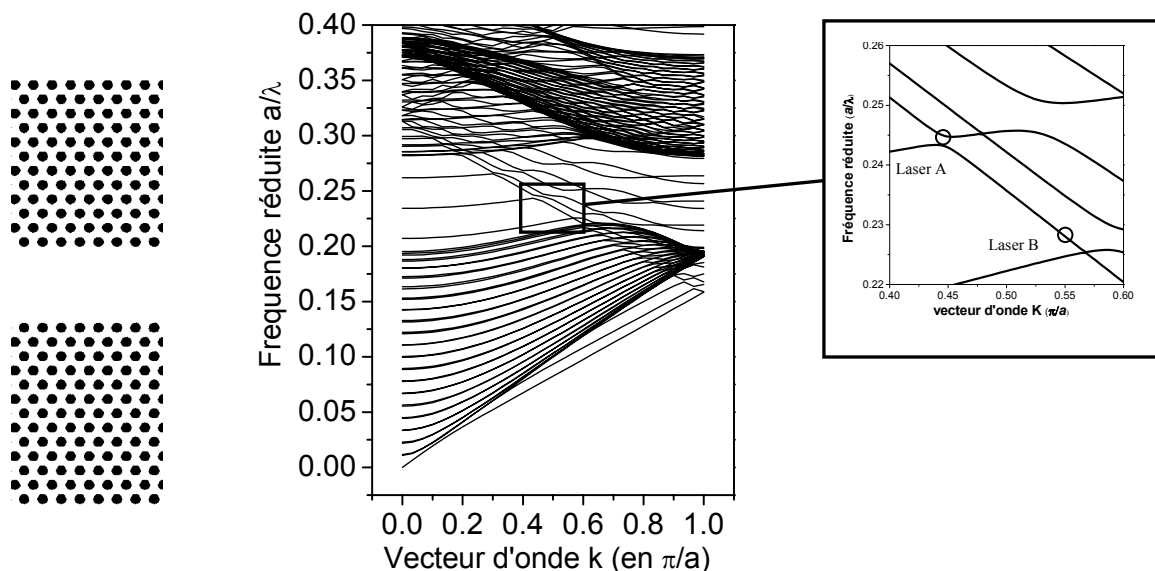


figure 7 : De gauche à droite : schéma tronqué d'un guide W5 ΓK vu de dessus, son diagramme de dispersion et l'agrandissement du diagramme au cœur de la BIP.

A partir du diagramme de dispersion du guide W5 ΓK, nous avons défini la périodicité du CP afin d'étudier le comportement du mode fondamental à l'intérieur de la BIP, en deux points particuliers : l'un est situé à proximité d'un anti-croisement et l'autre en est éloigné. Cet anti-croisement est situé en fréquence réduite à 0.245. La longueur d'onde d'émission des structures étant attendue vers 1550nm, nous avons choisi une période du cristal $a = 380$ nm ($a/\lambda = 0.245$) pour un fonctionnement au plus près de l'anti-croisement, structures nommées "lasers A". Nous avons choisi une période $a = 352$ nm ($a/\lambda = 0.227$) pour un fonctionnement "normal" loin de l'anti-croisement, structures nommées "lasers B". Le point de fonctionnement attendu pour chacun des lasers est repéré sur l'agrandissement du diagramme de dispersion au voisinage de l'anti-croisement du mode fondamental (figure 7).

Les principales caractéristiques géométriques de ces guides à CP sont récapitulées dans le tableau ci-dessous. Ici la largeur interne du guide est définie de bord de trous à bord de trous.

Nom	Longueur	Période du CP	Largeur interne du guide	Diamètre des trous	Facteur de remplissage en air
Laser A	380 μm	380 nm	1.76 μm	218 nm	30%
Laser B	380 μm	352 nm	1.63 μm	202 nm	30%

Tableau 1 : Récapitulatif des paramètres géométriques des lasers A et B.

II.2.2. Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous présentons les différents résultats expérimentaux d'émission des lasers A et B sous pompe électrique : P(I) et spectres. Dans la section suivante, nous confrontons ces résultats à la simulation.

II.2.2.1. Caractéristiques Puissance – Courant

L'ensemble des caractérisations est effectué en régime pulsé. La mesure de la puissance émise en fonction du courant de pompe est effectuée sur un support régulé en température à 25°C. Le courant est délivré par un générateur de courant pulsé. Pour s'affranchir complètement des effets thermiques liés à l'injection, nous pouvons diminuer la durée des impulsions à 0.5μs avec une fréquence de répétition de 1kHz. L'émission du laser est collectée sur une photodiode InGaAs. Les dimensions du détecteur de 3mm² ainsi que la distance détecteur-

laser voisine de 3mm permettent de collecter l'émission laser émise dans un cône d'angle au sommet de 52°.

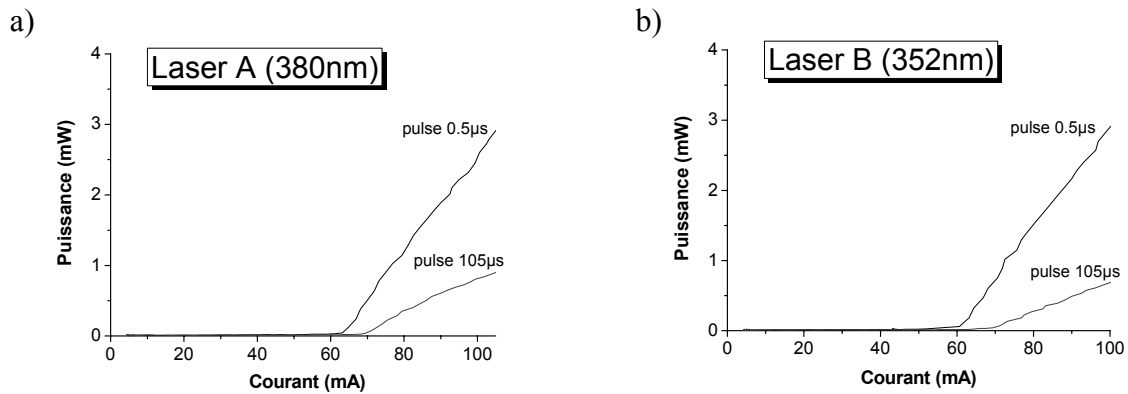


figure 8 : P(I) typique des lasers à CP à base d'un guide W5 Γ K en pompage électrique pulsé : 0.5μs ou 105μs toutes les 1ms : a) laser A ($a = 380$ nm), b) laser B ($a = 352$ nm).

Les caractéristiques P(I) typiques des lasers A et B sont représentées sur les courbes de la figure 8. L'augmentation de la durée de l'impulsion d'excitation entraîne, par échauffement, une augmentation du courant de seuil et une diminution du rendement.

En limitant au maximum les échauffements (impulsion d'une durée de 0.5μs toutes les 1ms), les lasers A ont leur seuil laser à 63.3mA \pm 2mA soit une densité de courant de seuil d'environ 2.72kA/cm², et les seuils des lasers B sont légèrement moins élevés à 59.3mA \pm 1.5mA, soit environ 2.61kA/cm². Le rendement différentiel externe est du même ordre de grandeur pour les deux lasers, 0.068W/A pour les lasers A et 0.071W/A pour les lasers B. Les puissances émises dépassent 3mW pour des courants de 100mA.

Quant aux résistances séries déduites des caractéristiques courant-tension I(V), elles sont de l'ordre de 30Ω \pm 10Ω pour chacun des deux types de structures. Les résultats énoncés sont les résultats statistiques obtenus sur l'ensemble des lasers testés, soit 6 lasers A et 5 lasers B. Ces lasers ont été distribués sur la plaque par alternance de laser A et B afin d'éviter tout effet lié aux défauts technologiques de la plaque épitaxiale.

Le tableau 2 récapitule les résultats des deux types de laser.

Nom	Courant de seuil I_{seuil}	Densité de courant de seuil J_{seuil}	rendement différentiel η_D	Résistance série R_s
Laser A	63.3mA \pm 3%	2.72 kA/cm ² \pm 3%	0.068 W/A \pm 5%	30 Ω \pm 10 Ω
Laser B	59.3mA \pm 3%	2.61 kA/cm ² \pm 3%	0.071W/A \pm 5%	30 Ω \pm 10 Ω

Tableau 2 : Récapitulatif des résultats moyens des principales caractéristiques électriques des lasers A et B pompés électriquement (0.5μs toutes les 1ms).

II.2.2.2. Caractéristiques spectrales

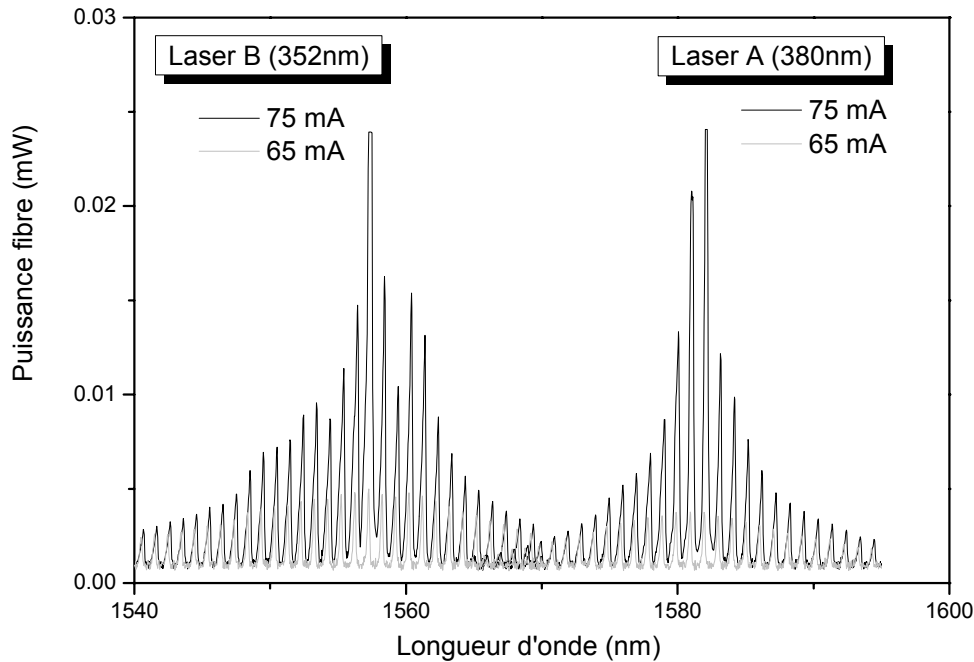


figure 9 : Spectres d'émission des lasers A ($a = 380\text{nm}$) et des lasers B ($a = 352\text{nm}$) sous injection électrique pulsée (Durée d'impulsion $105\mu\text{s}$, fréquence de répétition 1kHz).

Les spectres d'émissions des lasers A et B ont été réalisés en régime pulsé. L'émission est collectée sur la face avant du laser à l'aide d'une fibre lentillée, puis analysée par un analyseur de spectre optique (ANDO AQ-6315A). Afin de diminuer le niveau de bruit et réaliser des spectres suffisamment résolus spectralement, nous avons dû utiliser des impulsions d'une durée de $105\mu\text{s}$ toutes les 1ms pour répondre aux spécifications de l'appareillage.

La figure 9 permet une comparaison entre le spectre d'émission d'un laser A et d'un laser B. L'émission est de type Fabry-Pérot, et centrée vers 1582nm pour les lasers A et vers 1557nm pour les lasers B alors que les longueurs d'onde attendues étaient voisines de 1550nm pour les deux types de laser. Expérimentalement, l'ISL (Intervalle Spectral Libre) calculé au maximum d'émission des lasers est de 1.02nm pour le laser A et de 0.99nm pour le laser B. La longueur de la cavité laser mesurant $380\mu\text{m}$, nous pouvons déduire l'indice de groupe du mode qui est de $n_g = 3.225 \pm 0.003$ pour les deux types de lasers. Cette valeur de l'indice de groupe est proche de la valeur moyenne théorique de la pente de la courbe de dispersion du mode fondamental. En effet, cette valeur théorique de l'indice de groupe ($\Delta\omega/\Delta k$) est égale à 3.24.

Dans la perspective de faire une analyse à l'aide du diagramme de dispersion, une étude plus détaillée du spectre a été effectuée.

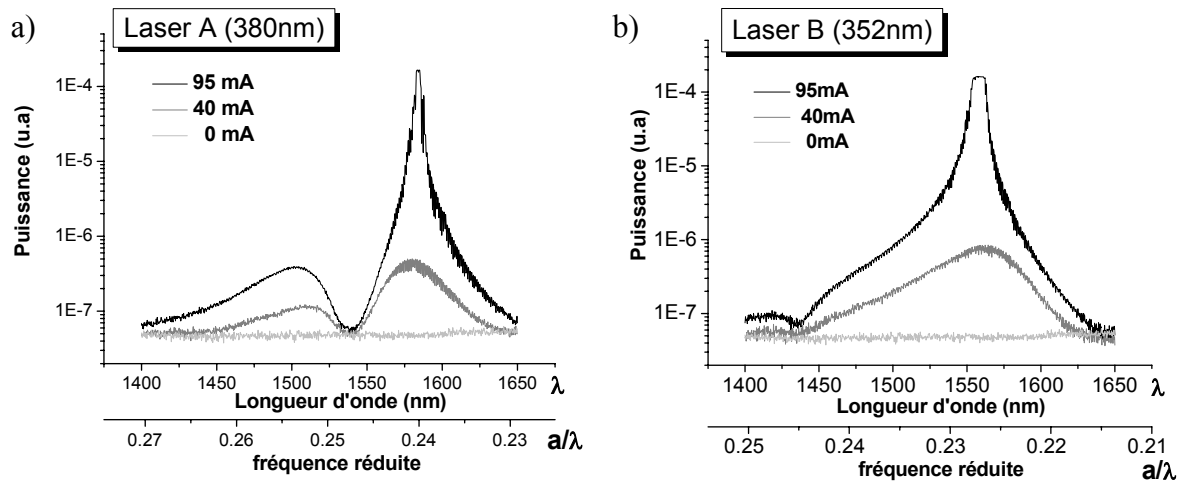


figure 10 : Spectres d'émission en échelle logarithmique et en régime impulsionnel : a) des lasers A ($a= 380\text{nm}$) et b) des lasers B ($a= 352\text{nm}$).

Les représentations en échelle logarithmique des émissions des lasers A et B, au-dessous et au-dessus du seuil, entre 1400nm et 1650nm, sont représentées sur la figure 10. La mesure à 0mA correspond au plancher de bruit. Pour des raisons de dynamique de détection liée à l'appareil de mesure, ces spectres ont les hauts niveaux de puissance tronqués.

Le spectre du laser A montre une rupture brutale de l'émission s'étendant de 1530 à 1550nm empêchant ainsi le laser de fonctionner à la longueur d'onde optimale des puits. Cette zone de non-émission est observée au-dessus et au-dessous du seuil laser. Le même phénomène se produit pour les lasers B aux longueurs d'onde proches de 1430-1440nm. Ramené en terme de fréquences réduites, ce phénomène se produit quasiment à la même valeur : $a/\lambda = 0.247$ pour les lasers A et $a/\lambda = 0.245$ pour les lasers B.

Le tableau 3 résume les principales caractéristiques d'émission des lasers A et B.

Nom	Paramètre de maille a	I_{seuil}	$\lambda_{\text{émis}}$ maximale	mini-BIP
Laser A	380 nm	63.3 mA	1582 nm ($a/\lambda = 0.240$)	1530-1550 nm ($a/\lambda = 0.248-0.245$)
Laser B	352 nm	59.3 mA	1557 nm ($a/\lambda = 0.226$)	1430-1440 nm ($a/\lambda = 0.246-0.244$)

Tableau 3 : Récapitulatif des principales caractéristiques d'émissions des lasers A et B sous pompage électrique en régime pulsé.

II.2.3. Analyse des résultats expérimentaux

II.2.3.1. Analyse de la mini-BIP

Dans cette partie, nous analysons les résultats expérimentaux. Tout d'abord, nous comparons la position de la mini-BIP expérimentale, vue sur la figure 10, avec le diagramme de dispersion du guide W5 ΓK (figure 7). Nous avons représenté sur la figure 11 à la fois une partie zoomée du diagramme de dispersion et les spectres expérimentaux. Le spectre typique du laser A en échelle logarithmique est représenté en rouge, et celui du laser B est représenté en bleu. Ces spectres sont tracés selon une échelle verticale graduée en fréquence réduite, toutefois la correspondance en longueur d'onde est donnée sur les échelles de droite, en rouge pour le laser A et en bleu pour le laser B.

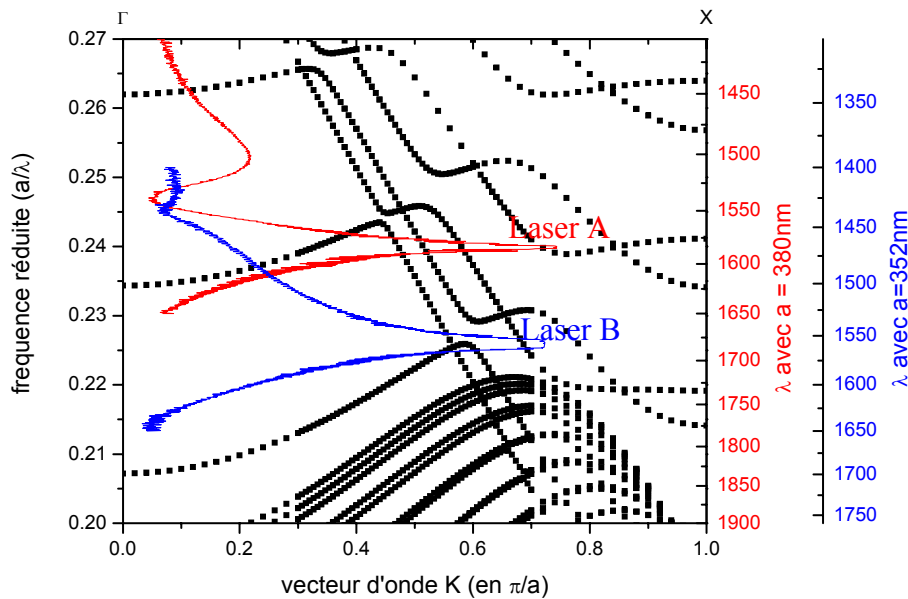


figure 11 : Agrandissement du diagramme de dispersion d'un guide W5 à maille hexagonale dans la direction ΓK , $n_{\text{eff}} = 3.21$, facteur de remplissage en air de 30%. En rouge, le spectre d'émission du laser A ($a = 380\text{nm}$) représenté en échelle logarithmique et en bleu celui du laser B ($a = 352\text{nm}$).

Sur cette figure, il apparaît clairement que les mini-bandes interdites photoniques observées expérimentalement autour de $a/\lambda = 0.245$ et $a/\lambda = 0.247$ sont liées à l'anti-croisement du mode fondamental et d'un mode plus élevé en $k = 0.45\pi/a$.

De plus, si l'on considère la dispersion de l'indice effectif entre les deux mini-BIP, soit entre 1540nm et 1435nm, on trouve une augmentation de l'indice effectif de 0.03 soit une valeur de cet indice égale à 3.24 à 1435nm [Gini 1996], [Nahory 1978], [Broberg 1984], [Adachi 1982].

Cette variation d'indice effectif implique une légère modification du diagramme de dispersion. La position de l'anti-croisement se retrouve ainsi abaissée pour $n_{\text{eff}} = 3.24$. Par conséquent, on peut expliquer l'écart observé expérimentalement entre les positions de la mini-BIP pour les lasers A et B. En effet, la dispersion de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde d'émission implique une variation théorique de l'anti-croisement de -0.001 ($\lambda : 1540 \text{ nm} \rightarrow 1435 \text{ nm}$), expérimentalement l'écart en fréquence réduite de la position des mini-BIP des lasers A et B est de -0.002 . Malgré un léger décalage, la simulation explique le glissement expérimental de la mini-BIP vers les plus petites fréquences réduites.

Nous venons de voir que la mini-BIP observée sur les lasers A et B peut être identifiée, sur le diagramme de dispersion, à un anti-croisement du mode fondamental. De plus, la simulation prédit la baisse de la position (en fréquence réduite) de la mini-BIP entre les lasers A et B. Malgré un léger décalage, la méthode des ondes planes est en bon accord avec l'expérience et permet de valider le modèle mis en oeuvre.

II.2.3.2. Analyse de l'émission laser

A partir du bon accord théorie/expérience que nous venons de mettre en évidence, nous pouvons analyser l'influence d'un anti-croisement sur l'effet laser.

Au chapitre 1, nous avons vu que l'anti-croisement provoque la diminution de la vitesse de groupe mais que, parallèlement, il déconfiné le mode d'ordre le moins élevé.

Nous observons ici le même comportement. En effet, nous avons reporté sur la figure 12 la répartition spatiale du mode fondamental et la valeur du confinement pour trois points de fonctionnement repérés par les lettres b, c et d, à proximité de la BIP ($a/\lambda=0.245$).

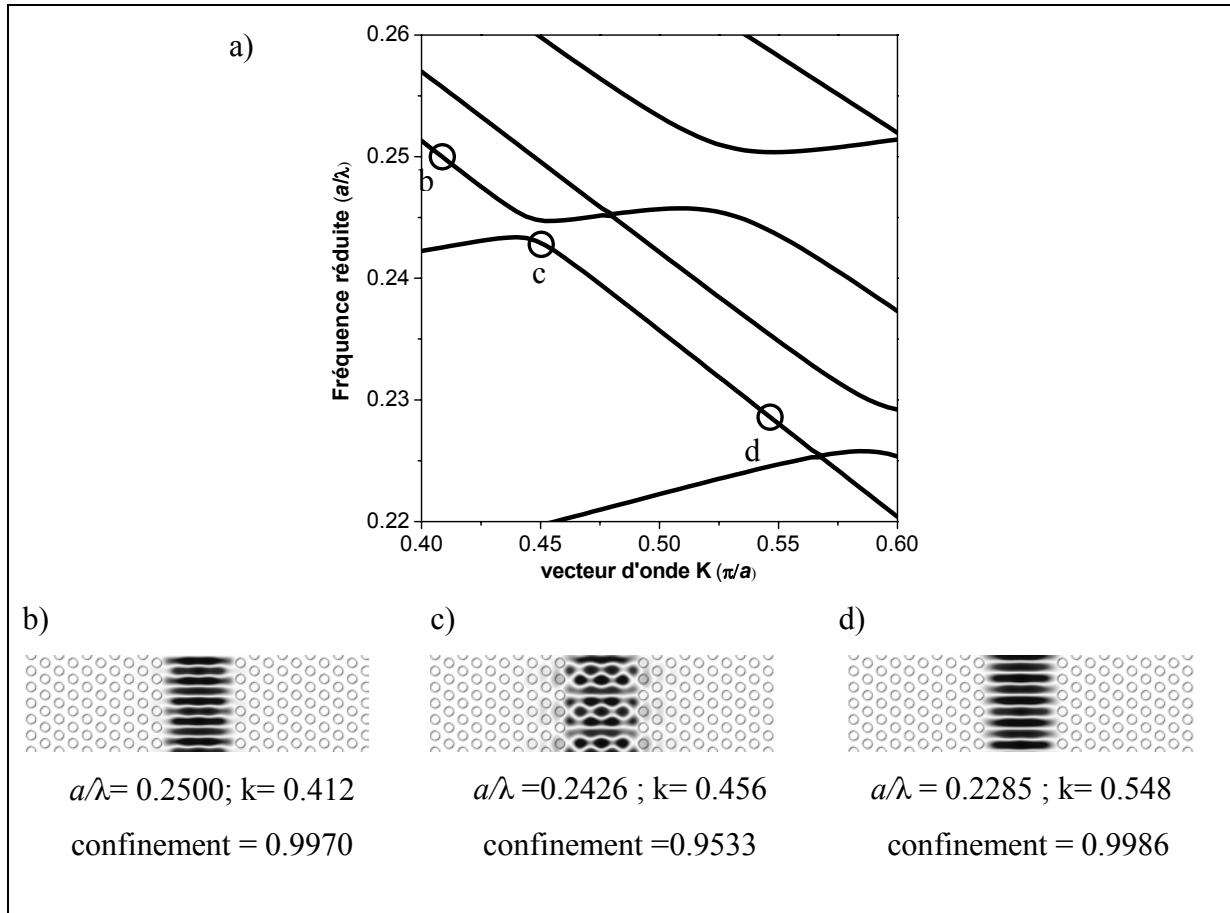


figure 12 : a) Diagramme de dispersion du guide W5 GK agrandi à proximité de l'anti-croisement à $a/\lambda = 0.245$, b), c) et d) profils spatiaux du mode fondamental repérés respectivement par les points b, c et d sur le diagramme de dispersion.

Pour les points b et d, éloignés de l'anti-croisement, le mode fondamental est confiné à plus de 99 % dans le guide (figure 12b et d), tandis qu'à proximité immédiate de la BIP, le mode se couple avec un mode d'ordre supérieur prenant ainsi une forme intermédiaire entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur en question. Ce mode d'ordre supérieur est plus large et fuit plus facilement à l'intérieur du CP, engendrant ainsi une perte de confinement du mode fondamental. A l'approche de l'anti-croisement, le confinement du mode s'abaisse à 95% (figure 12c).

Expérimentalement, pour le laser B, la zone de l'anti-croisement, située autour de 1435nm, est trop éloignée du maximum de gain pour avoir une influence sur l'émission laser. Le laser fonctionne donc à proximité du maximum du spectre de gain à 1557nm. Par contre, pour le laser A le maximum de gain est situé juste en bordure de l'anti-croisement. Pourtant, plutôt que de fonctionner à 1557nm, le maximum d'émission est repoussé à 1582nm et cela augmente légèrement le seuil par rapport au laser B.

Par conséquent, nous pouvons dire que l'anti-croisement n'est pas une zone propice à l'effet laser. La diminution du confinement semble défavoriser davantage l'effet laser que la vitesse de groupe ne le favorise.

En résumé :

Nous avons réalisé deux structures lasers à base d'un guide à CP de type W5 Γ K, leur périodicité respective est 380nm et 352nm. Par identification sur le diagramme de bande, ces lasers émettent tout deux à l'intérieur de la bande interdite photonique, sur le mode fondamental, plus ou moins loin, d'un anti-croisement.

Nous avons obtenu un fonctionnement laser de ces deux structures. L'émission, de type Fabry-Pérot, a permis de révéler expérimentalement des mini-BIP dont la position est en bon accord avec l'emplacement théorique de l'anti-croisement correspondant.

Les différences de l'émission de ces deux structures : émission décalée par rapport au maximum du spectre de gain et différence de courant de seuil, révèlent que la zone proche d'un anti-croisement est peu propice à l'effet laser. En effet, à l'approche de l'anti-croisement, le mode fondamental est moins confiné dans le guide d'onde et, malgré une vitesse de groupe faible, l'effet laser y est défavorisé.

II.3. Fonctionnement aux points de repliement.

Dans le chapitre 1, nous avons défini deux types de points de fonctionnement particulièrement intéressants : l'intérieur de la bande interdite photonique et le point de repliement. Nous venons d'étudier dans la partie précédente les caractéristiques d'émission d'un mode guidé quand celui-ci est défini à l'intérieur de la BIP. Nous avons ainsi pu démontrer l'effet laser des structures à CP sous pompage électrique, et valider la simulation. A l'issue de ces premiers résultats, nous avons conçu un nouveau masque de laser afin d'étudier de façon systématique le fonctionnement aux points de repliement. De nombreuses structures lasers ont ainsi pu être réalisées afin de dégager les paramètres susceptibles de donner les structures les plus performantes.

Dans cette section, nous étudions le fonctionnement au second et troisième point de repliement du mode fondamental pour un large éventail de structures à base de cristal à maille hexagonale ou carrée. La première partie porte sur le choix de ces structures : orientation du cristal, période du cristal, largeur du guide, longueur du guide et type des extrémités. Dans les deux parties suivantes, nous développons les résultats expérimentaux et nous analysons leurs caractéristiques. Dans la dernière partie, une synthèse du fonctionnement aux points de repliement est effectuée.

II.3.1. Choix des structures étudiées

Pour réaliser des structures lasers à base de guides à cristaux photoniques fonctionnant aux points de repliements, nous avons tout d'abord défini, dans cette partie, les caractéristiques géométriques des différents guides d'ondes. Puis, nous avons défini des cavités lasers comportant différentes longueurs ou étant limitées par différents types de miroirs.

II.3.1.1. Définition de la géométrie des guides à cristaux photoniques

En raison des contraintes technologiques, des structures fonctionnant au 1^{er} point de repliement ne peuvent pas être fabriquées. En effet, quelle que soit la géométrie prise en compte, hexagonale ou carrée, la taille de la maille implique des diamètres de trous trop petits pour permettre la gravure profonde. Par conséquent, notre étude se portera sur des repliements d'ordre plus élevés tels que le 2^{ème} et le 3^{ème} repliement du mode fondamental. Au-delà du 3^{ème} repliement, les pertes dues à la diffraction nous ont semblé potentiellement trop importantes et nous n'avons pas jugé bon de les étudier ici.

Les différents guides à CP étudiés sont répertoriés dans le tableau 4 et dans le tableau 5. La fréquence réduite aux points de repliement est identifiée pour les guides de types W5 par le calcul du diagramme de dispersion. A partir de cette fréquence réduite, et en considérant une longueur d'onde de travail à 1550nm, nous avons défini la période du guide W5 et le diamètre des trous. Nous avons utilisé cette même période pour les guides W1, W3 ou W7. La largeur du guide indiquée dans les tableaux ci-dessous est définie par la distance entre les bords de trous définissant le guide.

- **Au 2^{ème} point de repliement :**

Géométrie et orientation du cristal	Type de défaut	Période du cristal	Largeur du guide	Diamètre des trous
ΓK	W1	485 nm	561 nm	279 nm
	W3	485 nm	1401 nm	279 nm
	W5	485 nm	2241 nm	279 nm
ΓM	W5	310 nm	752 nm	178 nm
	W7	310 nm	1062 nm	178 nm
Carrée	W1	484 nm	669 nm	299 nm
	W3	484 nm	1637 nm	299 nm
	W5	484 nm	2604 nm	299 nm

Tableau 4 : Principales caractéristiques des guides à CP pour un fonctionnement au 2^{ème} repliement du mode fondamental.

- **Au 3^{ème} point de repliement :**

Géométrie et orientation du cristal	Type de défaut	Période du cristal	Largeur du guide	Diamètre des trous
ΓK	W1	726 nm	839 nm	418 nm
	W3	726 nm	2097 nm	418 nm
	W5	726 nm	3354 nm	418 nm
ΓM	W5	431 nm	1045 nm	248 nm
	W7	431 nm	1476 nm	248 nm
Carrée	W1	726 nm	1003 nm	449 nm
	W3	726 nm	2455 nm	449 nm
	W5	726 nm	3907 nm	449 nm

Tableau 5 : Principales caractéristiques des guides à CP pour un fonctionnement au 3^{ème} repliement du mode fondamental.

II.3.1.2. Définition de la cavité laser

Ces guides à CP sont la base des structures lasers étudiées. A partir de cette base, nous avons utilisé différents types de cavités dont les configurations sont représentées sur la figure 13.

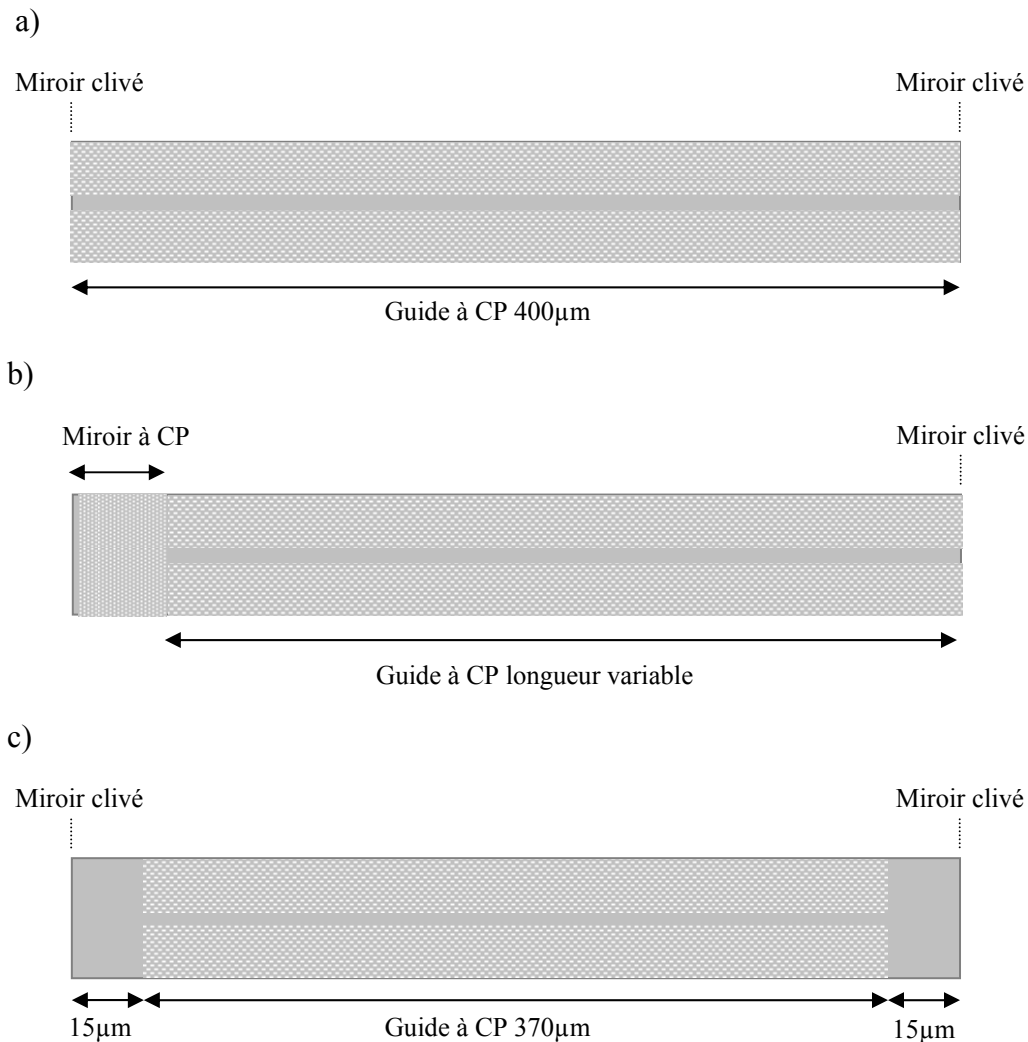


figure 13 : Schéma de principe des structures lasers utilisées. a) Guide à CP de 400µm de long délimité par deux faces clivées. b) Guide à CP de différentes longueurs ayant le miroir arrière en CP et le miroir avant clivé. c) Guide à CP de 370µm de long délimité par 15µm de zone sans CP avant les faces clivées.

II.3.1.2.1. Guides de 400µm délimités par deux faces clivées

L'approche la plus simple est illustrée sur la figure 13a, les structures sont uniquement composées d'un guide à CP de 400µm de long délimité par deux faces clivées. Ces structures émettent à la fois par la face avant et par la face arrière.

II.3.1.2.2. Guides de différentes longueurs : miroir arrière à cristaux photoniques

En vue d'analyser l'influence de la longueur sur le régime de fonctionnement, nous avons dessiné les structures de la figure 13b qui sont composées de guides de différentes longueurs, par pas de 50 μ m, allant de 330 μ m pour les guides les plus longs à 30 μ m pour les plus courts, soit 7 longueurs différentes. Le procédé de clivage des deux faces ne permettant pas l'obtention des plus petites longueurs visées pour les structures, nous avons utilisé en face arrière un miroir à CP. La réflexion sur la face avant reste assurée par la face clivée.

Les paramètres géométriques de ces miroirs arrière à CP sont répertoriés sur le tableau 6. Les guides à maille carrée bénéficient d'un miroir arrière à maille carrée s'inscrivant dans la continuité du guide, la période est identique à celle du guide. Quant aux guides à mailles hexagonales en orientation Γ K et Γ M, le choix du miroir s'est effectué d'une toute autre façon. Il a été choisi de réaliser le miroir à CP en maille hexagonale et en orientation Γ M afin que sa frontière présente à l'onde issue du guide une grande densité de trous. De plus, afin de maximiser la réflectivité, la maille du miroir Γ M est choisie à l'intérieur de la BIP. La position exacte du miroir CP par rapport à la fin du guide n'a pu être optimisée avant la fin de l'écriture du masque, c'est pourquoi il a été positionné au plus proche du guide, cet écart entre le miroir et le guide est de l'ordre d'une période du guide.

Guide à CP	2 ^{ème} repliement			3 ^{ème} repliement		
	W ₁₋₃₋₅ maille carrée	W ₁₋₃₋₅ en orientation Γ K	W ₅₋₇ en orientation Γ M	W ₁₋₃₋₅ à maille carrée	W ₁₋₃₋₅ en orientation Γ K	W ₅₋₇ en orientation Γ M
Géométrie du miroir	carrée	Γ M	Γ M	carrée	Γ M	Γ M
maille du miroir	484 nm	420 nm	403 nm	726 nm	420 nm	403 nm
Réflectivité du miroir à 1550 nm	\approx 20%	\approx 90%	\approx 90%	\approx 70%	\approx 90%	\approx 90%

Tableau 6 : Récapitulatif des paramètres géométriques des différents miroirs arrière.

Le coefficient de réflexion de ces structures a été estimé par une simulation FDTD. La simulation utilisée est relativement simple, et elle n'a pour but que de donner un ordre de grandeur de la réflectivité de ces miroirs. Le domaine de calcul présenté sur la figure 14 comprend : une source optique rectangulaire dont les dimensions latérales correspondent à la largeur du guide, le CP correspondant au miroir arrière est placé en face de la source optique à une période du cristal, et un détecteur de flux de la taille du guide est utilisé en arrière de la source afin de collecter l'émission réfléchi. La longueur d'onde de la source optique est

modulée entre 1400nm et 1700nm. Les spectres en réflexion obtenus pour un miroir composé de 6 périodes de cristal sont présentés sur la figure 15.

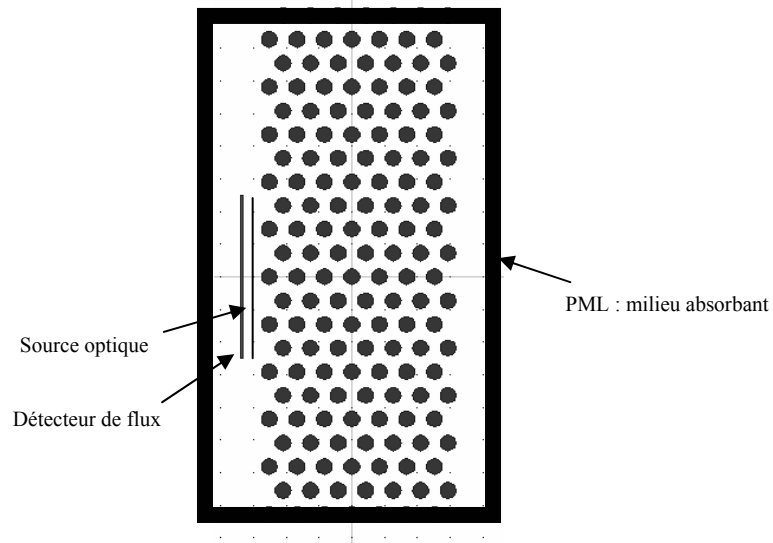


figure 14 : Schéma du domaine de calcul

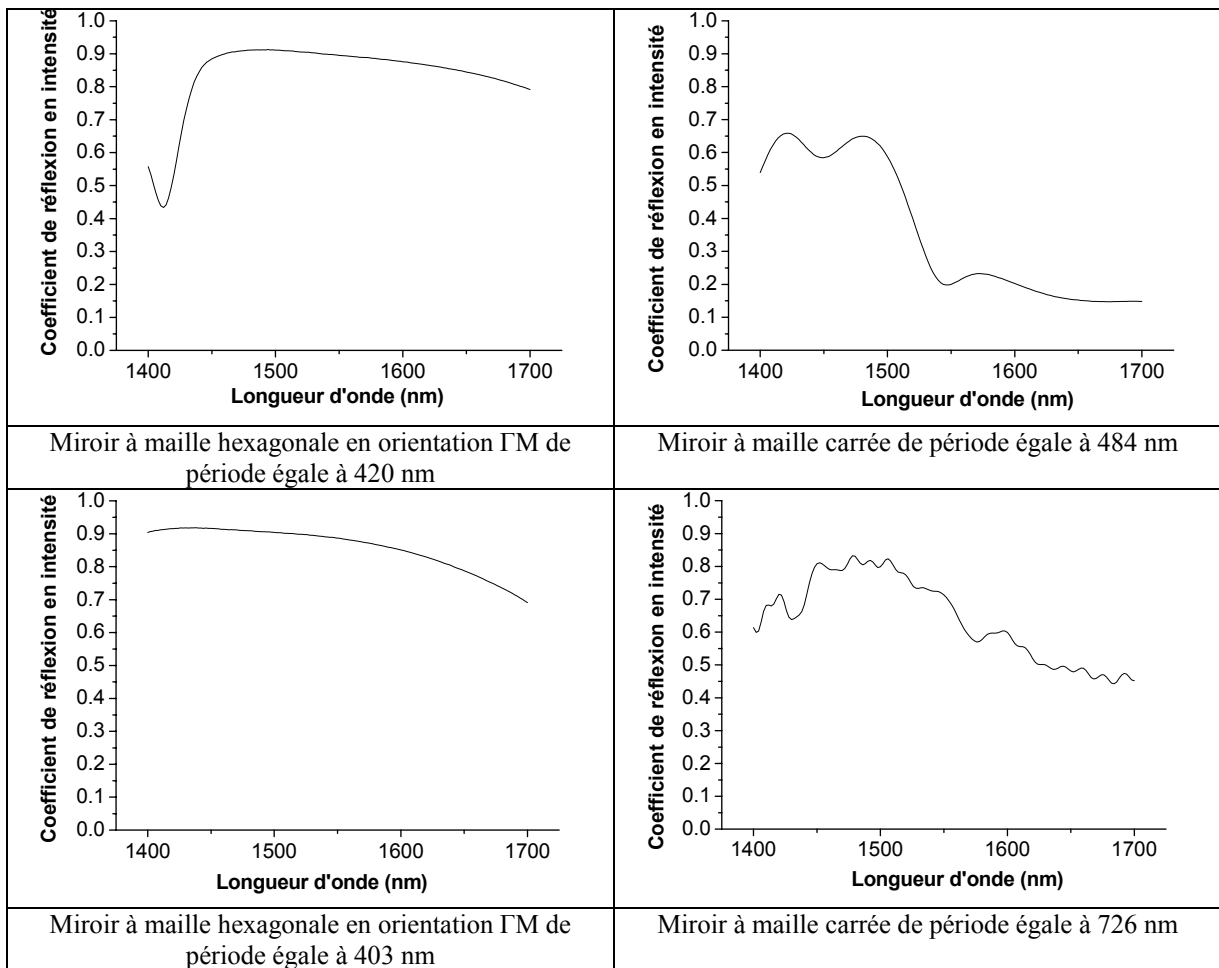


figure 15 : Coefficient de réflexion en intensité des miroirs à CP.

Pour une longueur d'onde voisine de 1550nm, le coefficient de réflexion ainsi calculé est estimé à 90% pour les miroirs à maille hexagonales Γ M, inférieur à 25% pour le miroir à maille carrée de 484nm de période, et de l'ordre de 70% pour le miroir à maille carrée de 726nm de période. Ces valeurs de coefficient de réflexion en puissance sont exposées dans le tableau 6.

II.3.1.2.3. Guides de 370 μ m avec une zone de propagation libre

Les deux précédents types de cavités ont systématiquement été réalisés pour l'ensemble des guides à CP étudiés. Un troisième type de cavité est utilisé plus ponctuellement (figure 13c). Cette cavité de 400 μ m de long est composée d'un guide à CP de 370 μ m limité de part et d'autre par une zone de 15 μ m ne comportant aucun CP. Cette zone sans CP, appelée "zone de propagation libre", permet d'une part de contrôler exactement la longueur du guide à CP et, d'autre part, elle limite la réinjection, dans le guide à CP, de l'onde réfléchie par la facette. Ainsi, la phase de l'onde réinjectée par réflexion sur l'extrémité du guide ne dépend pas de la position du clivage mais de la position de l'interface guide à CP/InP, définie par lithographie électronique.

II.3.1.3. Dessin du masque

Le masque, sur lequel les différentes structures ont été codées, est optimisé pour contenir un nombre important de structures. Il a été réalisé via le logiciel Cadence et comprend différents niveaux nécessaires pour définir la position des trous, l'implantation et la métallisation de la face supérieure des lasers, ainsi que les motifs d'alignement et les repères de clivage.

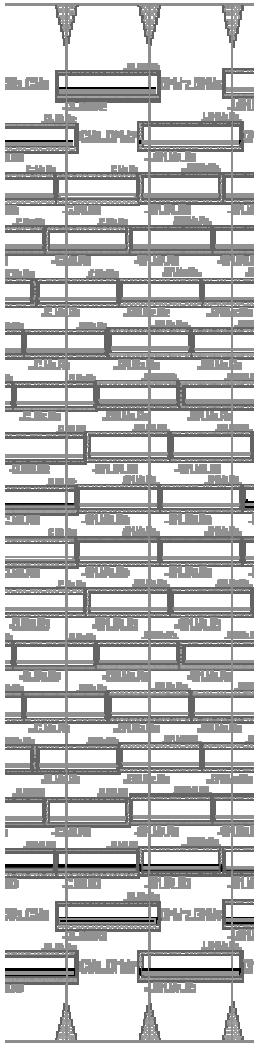


figure 16 : Exemple de la répartition des lasers sur le masque

La figure ci-contre montre l'agencement des lasers sur le masque. Les triangles en haut et en bas de l'image définissent les repères de clivage qui, pour des raisons technologiques, sont espacés de $400\mu\text{m}$.

Une barrette de lasers regroupe tous les lasers compris entre deux traits de clivage successifs. Entre chaque laser, un espace de $100\mu\text{m}$ est laissé libre pour écrire sur le métal le nom du laser.

Afin de réaliser des lasers de différentes longueurs, une structure initiale de $400\mu\text{m}$ est codée et positionnée sur le masque en décalage avec les traits de clivage. Une fois le clivage réalisé, les lasers illustrés sur la figure 13 b présentent différentes longueurs et sont présents sur deux barrettes contiguës. Une structure de longueur initiale supérieure à $400\mu\text{m}$ permet de définir le guide de $400\mu\text{m}$ délimité par clivage (figure 13 a).

II.3.2. Résultats expérimentaux au 2^{ème} point de repliement

Une étude systématique, au 2^{ème} point de repliement du mode fondamental, a été menée sur l'ensemble des guides répertoriés dans le tableau 4 selon les configurations de la figure 13a et b. Ces structures, issues de la même plaque épitaxiée, sont étudiées sous pompage électrique en régime pulsé. Comme précédemment, des impulsions de $0.5\mu\text{s}$ sont appliquées toutes les millisecondes. Le support des échantillons est régulé par effet Peltier à une température de 22°C .

Parmi l'ensemble des structures, les guides W1 Γ K, W1 Carrée ainsi que les W5 Γ M et W7 Γ M ne fonctionnent pas. Ces guides, dont la largeur est comprise entre $0.56\mu\text{m}$ et $1.06\mu\text{m}$, sont les plus étroits. Les pertes de ces structures ne peuvent être compensées par le gain de leur trop petite surface active ce qui empêche tout effet laser sous pompage électrique.

Nous ne reviendrons pas sur ces structures dans la partie suivante.

Nous avons choisi de structurer les résultats en considérant d'abord la configuration de la maille puis le type de cavité, sans ou avec miroir à CP. Dans chaque cas, nous présentons les caractéristiques d'émission des structures suivies d'une analyse de leurs propriétés. Les guides à maille carrée font l'objet d'une caractérisation supplémentaire, notamment en ce qui concerne le profil spatial de l'émission.

II.3.2.1. Guides à maille hexagonale en orientation Γ K

II.3.2.1.1. Emissions des guides de $400\mu\text{m}$ délimités par deux faces clivées

i) Caractéristiques d'émission

Les caractéristiques typiques d'émission des structures lasers, comprenant un guide de type W3 Γ K et W5 Γ K de $400\mu\text{m}$ de long délimité par deux faces clivées (figure 13a), sont représentées sur la figure 17.

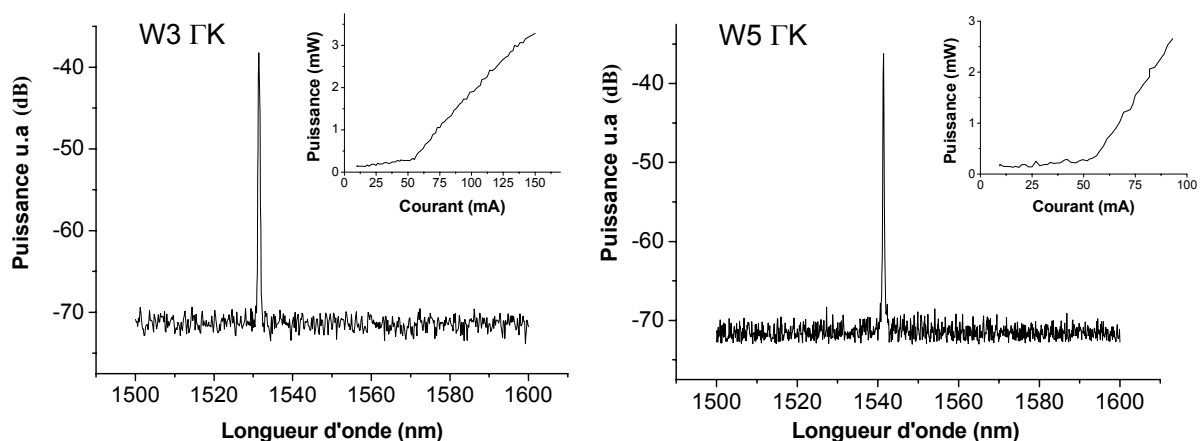


figure 17 : Spectre d'émission sous pompage électrique pulsé à 100mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant. A gauche, guide W3 Γ K et à droite, guide W5 Γ K.

Les guides W3 ΓK et W5 ΓK ont des densités de courants de seuil équivalentes de 1.9kA/cm². Le rendement différentiel par facette η est relativement différent, 0.035 W/A pour le W3 ΓK et 0.063 W/A pour le W5 ΓK. Ces résultats ont été obtenus à partir d'un seul laser W3 et un seul laser W5, il est donc relativement difficile d'en tirer des généralités. Cependant, cette différence sur le rendement, pour une densité de courant identique, peut provenir d'une compétition entre des pertes plus élevées sur le guide W3, qui augmentent J_{seuil} et diminuent le rendement, et le facteur de couplage qui favorise une émission à plus faible seuil.

Les spectres d'émissions de la figure 17, réalisés pour un courant de pompe de 100mA montrent une émission monomode pour chacune des structures. Ainsi, la structure laser comportant le guide W3 ΓK émet à 1531.4 nm avec un taux de réjection du mode secondaire supérieur à 35dB. La structure laser comportant le guide W5 ΓK émet de façon monomode à 1541.4nm avec un SMSR également supérieur à 35dB. Nous noterons que 35dB de SMSR est la dynamique maximale de notre analyseur de spectre optique.

Les principales caractéristiques sont présentées dans le tableau 7.

Nom	I _{seuil}	J _{seuil}	rendement	Type d'émission	λ _{émis}	SMSR
W3 ΓK	45 mA	1.9kA/cm ²	0.035 W/A	DFB monomode	1531.4 nm	>35dB
W5 ΓK	50 mA	1.9kA/cm ²	0.063 W/A	DFB monomode	1541.4 nm	>35dB

Tableau 7: Bilan des principales caractéristiques des lasers à CP de type guide W3 ΓK et W5 ΓK de 400µm de long clivés aux deux extrémités.

Toujours en régime pulsé, mais pour des niveaux de pompe plus élevés, nous avons pu observer la stabilité modale des lasers. Dans le cas du W5 ΓK pompé à 200mA et illustré sur la figure 18, le spectre d'émission montre, d'une part, le pic laser déjà observé et légèrement décalé à 1541.3nm et, d'autre part, l'apparition d'un second pic à 1513.9nm. Le pic à 1541.3nm est écrêté en raison de la dynamique de l'analyseur optique.

Ainsi, pour des valeurs de pompes comprises entre 100mA et 200mA, soit environ 2 et 4 fois le seuil laser, la longueur d'onde d'émission dérive seulement de 0.1nm vers les plus courtes longueurs d'onde, et il apparaît sur le spectre un second pic laser de type DFB centré en 1513.9nm mais nettement moins intense que le premier.

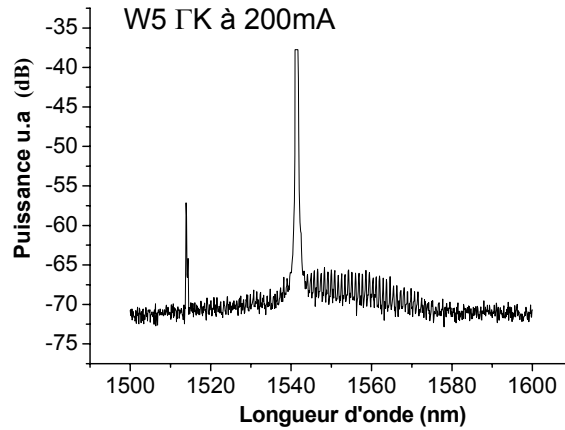


figure 18 : Spectre d'émission d'un guide W5 Γ K de 400 μ m de long clivé aux deux extrémités, sous pompage électrique à 200mA.

Pour la structure comprenant le guide W3 Γ K, sous pompage électrique à 200mA, nous n'avons pas observé l'apparition de mode supplémentaire.

ii) Analyse de la longueur d'onde d'émission en regard du diagramme de dispersion.

Pour un courant de pompe égal à environ deux fois le courant de seuil, nous avons observé une émission monomode des structures lasers à guides à CP W3 et W5 en orientation Γ K. Cette émission est du même type que celle des DFB conventionnels mais le deuxième mode dégénéré n'est visible sur aucun des lasers. Les émissions respectives des structures W3 et W5 Γ K ne s'effectuent pas exactement à la même longueur d'onde. Le décalage spectral entre les deux guides est égal à 10nm. Nous proposons de comprendre l'origine de ce décalage en nous appuyant sur les diagrammes de dispersion illustrés sur la figure 19.

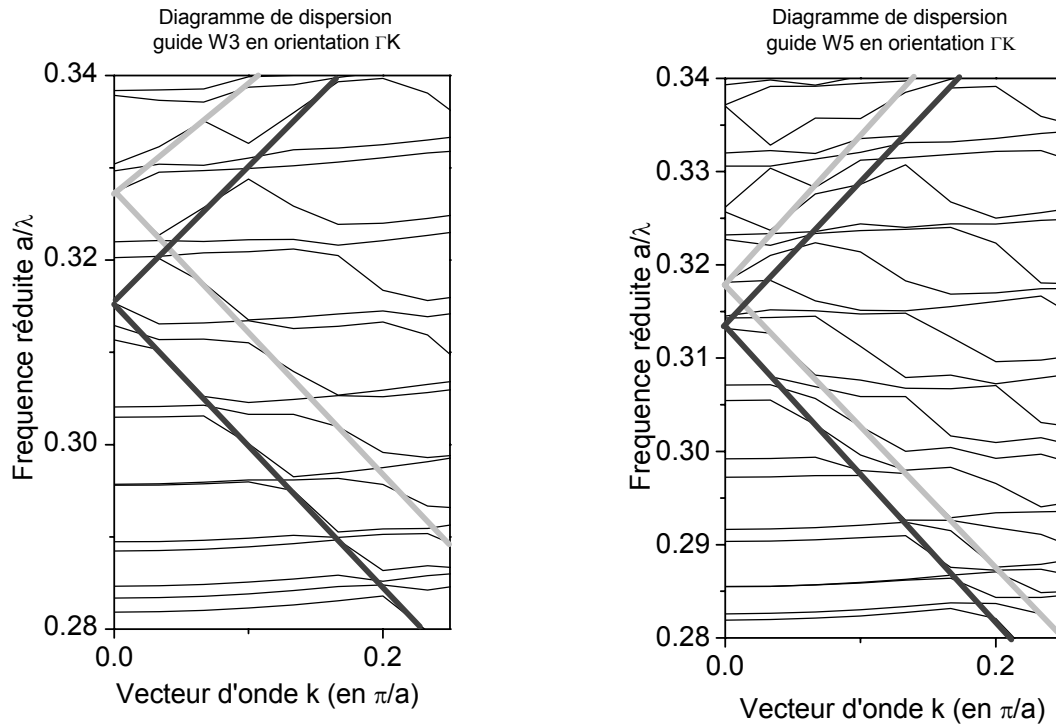


figure 19 : Diagrammes de dispersion calculés par la méthode des ondes planes. A gauche, diagramme des guides W3 en orientation ΓK , le 2^{ème} point de repliement du mode fondamental est situé à $a/\lambda = 0.3156$. A droite, diagramme des guides W5 en orientation ΓK , le 2^{ème} point de repliement du mode fondamental est situé à $a/\lambda = 0.3132$.

Un agrandissement du diagramme de dispersion du guide W3 ΓK ainsi que celui du guide W5 ΓK , à l'approche du 2^{ème} point de repliement, sont représentés sur la figure 19. Le trait noir indique l'évolution du mode fondamental dans le diagramme, le trait gris correspond à celle du mode latéral 1. En fréquence réduite, le repliement du mode fondamental du guide W3 ΓK est égal à 0.3156 et celui du guide W5 ΓK est égal à 0.3132.

Les guides étant conçus avec une maille a de 485nm, l'émission aurait dû théoriquement se produire en $485/0.3156 = 1536.7\text{nm}$ dans le cas du guide W3 ΓK et à $485/0.3132 = 1548.5\text{nm}$ dans le cas du W5 ΓK . Par rapport à la théorie, l'émission est décalée de -5.3nm pour le W3 ΓK et de -7.1nm pour le W5 ΓK .

De plus, l'écart entre les émissions des guides W3 et W5 s'élève théoriquement à 11.8nm et expérimentalement il est de 10nm.

L'expérience est en très bon accord avec les prévisions théoriques, malgré un décalage de quelques nanomètres sur les longueurs d'onde d'émission. Cet écart peut être attribué à une légère variation de composition entre les plaques ayant servi à mesurer l'indice effectif et les

plaques multicouches utilisées pour la réalisation des dispositifs. Il reste donc toujours présent lors des simulations et correspond à un écart sur l'indice effectif de -0.015.

D'autre part, lors de l'augmentation de l'intensité de pompe nous avons pu voir l'apparition d'un second pic de type DFB à 1513.9 nm. En comparant avec le diagramme de dispersion, on identifie ce pic au mode latéral 1. En effet, sur le diagramme de dispersion l'écart en fréquence réduite entre le mode fondamental (en noir) et le mode latéral 1 (en gris) est de 0.0022, soit 23.8 nm en longueur d'onde, et expérimentalement il est de 27.4 nm.

Pour la structure comprenant le guide W3 Γ K nous n'avons pu observer l'émission de ce mode latéral 1 car l'écart spectral théorique entre le mode fondamental et le mode latéral 1 est de 55nm. Expérimentalement, le mode fondamental du W3 Γ K étant centré en 1531.4nm, le mode latéral 1 se retrouve trop éloigné du maximum de la courbe de gain pour pouvoir s'établir.

II.3.2.1.2. Emission des guides de différentes longueurs avec un miroir arrière à CP

Les structures étudiées ici comportent un guide délimité en face avant par clivage et en face arrière par un miroir à CP. Leur répartition sur le masque permet l'obtention de structures de différentes longueurs (figure 13b).

i) Caractéristiques d'émission

Les structures ont été réalisées pour des longueurs de 30 μ m à 330 μ m par pas de 50 μ m. Les structures de plus faibles longueurs n'ont pas fonctionné. Les lasers à base de guides W3 Γ K ayant fonctionné sont de longueurs égales ou supérieures à 180 μ m, quant aux structures à base de guides W5 Γ K, elles ont fonctionné pour des longueurs égales ou supérieures à 80 μ m.

Sur la figure 20 sont représentés les spectres des guides W3 et W5 Γ K de 230 μ m de long sous pompage électrique à 100mA. Pour la structure W3, on observe l'émission DFB sur le mode fondamental comme dans le cas de la structure précédente de 400 μ m, à laquelle peut se rajouter, selon le dispositif étudié, une émission de type Fabry-Pérot vers 1570nm due à la forte réflectivité du miroir arrière à CP. Cette émission Fabry-Pérot n'est pas présente pour

l'ensemble des longueurs étudiées du guide W3 ΓK. Quand la longueur de la structure passe de 330μm à 180μm, la densité de courant de seuil augmente de 2.3 à 3.2kA/cm².

Pour les structures W5 ΓK, quelle que soit la longueur, aucune structure ne présente un fonctionnement de type DFB, l'émission étant toujours et uniquement de type Fabry-Pérot. Le coefficient de couplage est trop faible ($K_{th.W5} = 3.8 \cdot 10^{-4} \mu m^{-1}$) par rapport à celui de la structure W3 ($K_{th.W3} = 7.2 \cdot 10^{-3} \mu m^{-1}$) pour permettre l'établissement du mode DFB. La densité de courant de seuil de ces lasers varie de 1.4kA/cm², pour le laser de 330μm, à 2.7kA/cm², pour le laser de 130μm.

On peut noter que le guide W5 ΓK de 330μm avec un miroir arrière à CP présente une densité de courant de seuil inférieure à celle du guide de 400μm délimité par deux faces clivées. Le miroir arrière à CP, dont le coefficient de réflexion est évalué à 90%, abaisse ainsi les pertes de la cavité et contribue à favoriser l'émission de type Fabry-Pérot au détriment de l'émission DFB.

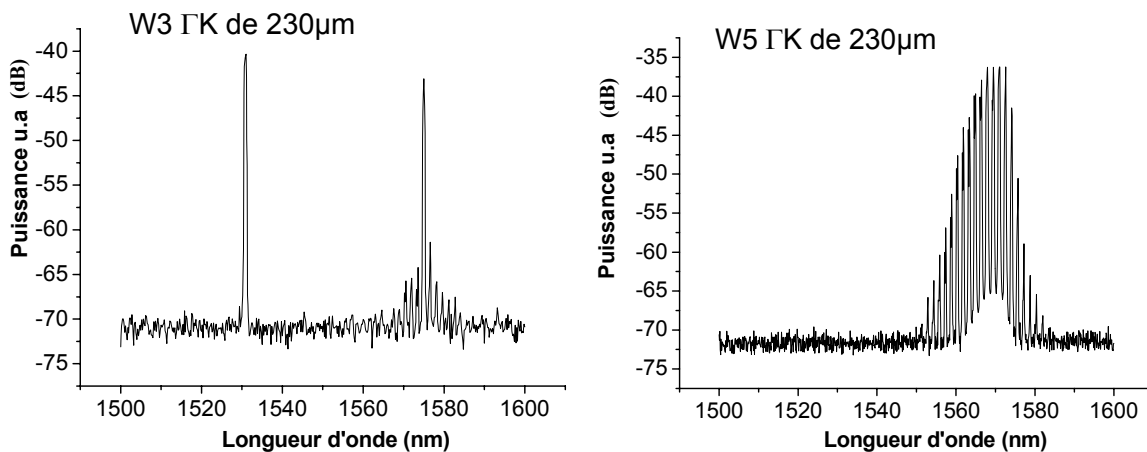


figure 20 : Spectre d'émission, sous pompage électrique à 100mA, des guides de 230μm de long avec un miroir à CP. A gauche : W3 ΓK, à droite : W5 ΓK.

Le tableau ci-dessous récapitule les principales caractéristiques des lasers W3 et W5 ΓK en fonction de leurs longueurs.

Nom du guide	Longueur (μm)	J _{seuil} (kA/cm ²)	rendement (W/A)	Type d'émission	λ _{émis} (nm)	SMSR
W3 ΓK	330-180μm	2.3 à 3.2	0.050 à 0.040	DFB et/ou Fabry-Pérot	DFB:1531 FP: 1570	>35dB (si monomode)
W5 ΓK	330-130μm	1.4 à 2.7	0.126 à 0.168	Fabry-Pérot	≈ 1570	-
	80μm	6	0.067	Fabry-Pérot	≈ 1570	-

Tableau 8 : Principales caractéristiques des lasers à CP de type W3 et W5 ΓK de différentes longueurs et ayant un miroir arrière à CP.

ii) Analyse des pertes internes et du rendement quantique interne du laser à guide W5 ΓK

Nous venons d'observer que les structures ayant des guides W5 ΓK avec miroir à CP en face arrière émettent exclusivement de façon Fabry-Pérot. Nous pouvons donc estimer les pertes internes et le rendement quantique interne à partir des caractéristiques des composants de différentes longueurs.

Redéfinition du rendement.

Nous devons redéfinir le rendement η dans le cas particulier des structures laser à CP. En effet, au contraire des lasers classiques, le courant injecté dans les structures à CP n'est pas seulement injecté dans le guide mais dans une zone bien plus large définie précédemment comme la zone d'injection. Par conséquent, une part importante du courant ne participe pas à l'émission laser mais elle est cependant pris en compte dans le calcul du rendement.

Nous rappelons que la largeur de la zone d'injection est définie comme étant la largeur de la zone non-implantée moins une largeur arbitraire 2σ pour prendre en compte la diffusion latérale des ions implantés. Dans cette zone, nous prenons pour hypothèse que la structure laser est traversée par un courant homogène. Ici, nous rajouterons l'hypothèse que le mode optique considéré ne s'étale que très peu à l'extérieur du défaut. Ainsi, dans le cas du guide W5 ΓK de période $a = 485\text{nm}$, la part du courant jouant un rôle effectif dans l'amplitude optique est égale au rapport entre la largeur du guide et la largeur d'injection soit : $2.24/(6.64) = 0.337 \approx 1/3$

Si η est défini par $\Delta P/\Delta I$, on peut définir η' par $\Delta P/\Delta I'$ avec I' la partie du courant effectivement injectée dans le guide. Ceci implique directement que $\eta' = 3\eta$.

η étant défini dans ce manuscrit comme le rendement à la facette, η' est en quelque sorte un pseudo-rendement à la facette. Pour connaître le rendement total du guide il faut ajouter le rendement de chacune des facettes. Ce rendement total η'_t est défini de la façon suivante :

$$\eta'_t = \eta'_1 + \eta'_2 = \eta'_1 \left(1 + \frac{P_2}{P_1}\right)$$

avec η'_1 et η'_2 les pseudo-rendements aux facettes avant et arrière. P_1 et P_2 sont les puissances émises par chacune des facettes. Le rapport entre les puissances émises peut s'exprimer en fonction des coefficients de réflexion des faces R_1 et R_2 [Coldren 1995]:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{R_2}} \cdot \frac{(1-R_2)}{(1-R_1)}$$

d'où

$$\eta'_t = \eta'_i \left[1 + \frac{\sqrt{R_1}}{\sqrt{R_2}} \cdot \frac{(1-R_2)}{(1-R_1)} \right]$$

Calcul des pertes internes et du rendement quantique interne.

Le coefficient η'_t étant défini, nous pouvons estimer les pertes internes α_i et le rendement quantique interne η_i des guides W5 en orientation ΓK à partir de la relation :

$$\frac{1}{\eta'_t} = \frac{1}{\eta_i} + \frac{\alpha_i}{\eta_i} \cdot \frac{2L}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}$$

où L est la longueur de la cavité du laser.

Sur la figure 21, nous avons reporté les résultats expérimentaux obtenus sur les différentes structures W5 ΓK . En considérant le coefficient de réflexion R1, interface InP/air, égal à 0.276 et le coefficient de réflexion R2 égal à 0.9, le rendement interne est évalué à 0.67 W/A, soit un rendement quantique interne de 89%, et les pertes internes du guide sont estimées à 17.3cm^{-1} .

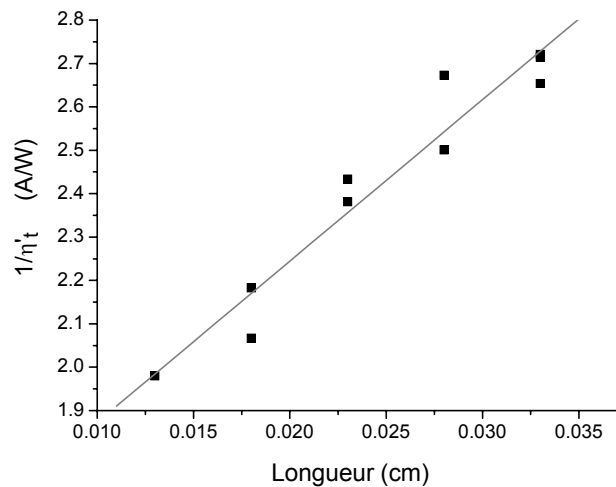


figure 21 : Inverse du rendement différentiel d'un guide W5 à maille hexagonale en orientation ΓK en fonction de la longueur de la cavité.

La valeur du rendement quantique déterminée est comparable à celle obtenue pour des puits quantiques InGaAsP émettant à 1550nm. Pour un guide W5 ΓK dans la configuration étudiée, les pertes de 17.3cm^{-1} sont beaucoup plus élevées que pour un laser enterré de type BRS (Buried ridge stripe) classique (pertes de l'ordre de 7cm^{-1}) [Rao 1998]. Elles peuvent être attribuées, en grande partie, au manque de maturité de la technologie de réalisation des cristaux photoniques notamment au niveau de la qualité de gravure (profondeur des trous insuffisante, rugosités des flancs...).

II.3.2.2. Guides à maille carrée

II.3.2.2.1. *Emissions des guides de $400\mu\text{m}$ délimités par deux faces clivées et des guides de $370\mu\text{m}$ avec zones de propagation libre*

i) Caractéristiques d'émission

La figure 22 regroupe les caractéristiques spectrales, sous pompage à 100mA, ainsi que les caractéristiques P(I) des structures lasers W3 et W5 à maille carrée de $400\mu\text{m}$ de long délimitées par clivage.

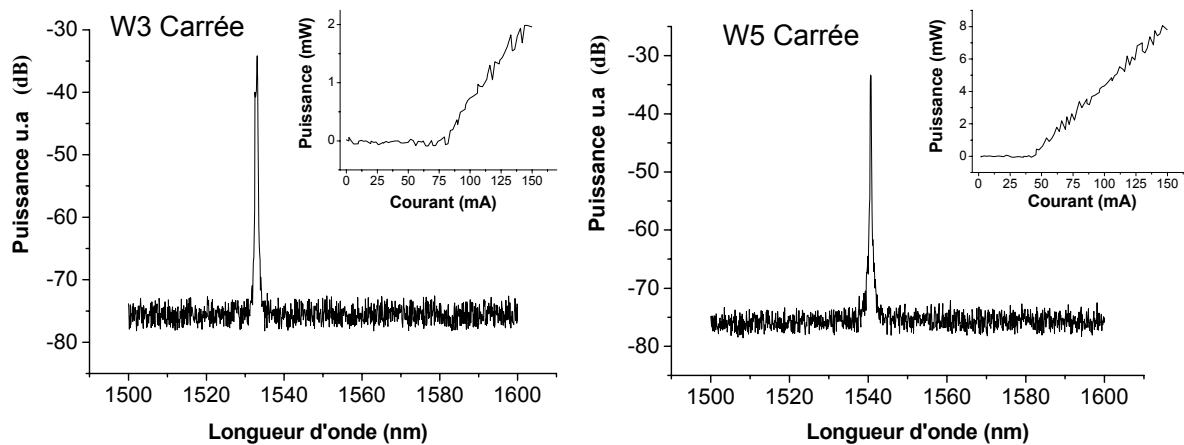


figure 22 : Spectre d'émission sous pompage électrique à 100mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant. A gauche : W3 à maille carrée, à droite : W5 à maille carrée.

Les principales valeurs sont présentées dans le tableau 9. Ainsi, le guide W3 possède de moins bonnes caractéristiques que le guide W5. En effet, sa densité de courant de seuil de 3.3kA/cm^2 est deux fois plus importante que pour le guide W5 et son rendement de 0.032W/A

est deux fois plus faible. Ceci laisse supposer que les pertes internes du guide W3 à maille carrée sont plus importantes que celles du guide W5.

Pour le guide W3 à maille carrée, le spectre présente une émission monomode de type DFB à 1533.1nm avec un SMSR supérieur à 35dB.

Dans le cas du guide W5 à maille carrée, l'émission laser est également monomode avec un SMSR supérieur à 35dB, mais elle se produit à 1540.6nm.

Nom	I _{seuil}	J _{seuil}	rendement	Type d'émission	λ _{émis}	SMSR
W3 Carrée	80 mA	3.3 kA/cm ²	0.032 W/A	DFB monomode	1533.1 nm	> 35dB
W5 Carrée	43 mA	1.5 kA/cm ²	0.075 W/A	DFB monomode	1540.6 nm	> 35dB

Tableau 9 : Principales caractéristiques des lasers à CP de type guide W3 et W5 à maille carrée, de 400μm de long et à faces clivées.

Pour les structures W5 à maille carrée, nous avons également réalisé des guide de 370μm de long avec une zone de propagation libre avant clivage (figure 13c). Ces structures présentent deux types d'émissions, soit comme précédemment une émission de type DFB monomode à 1540.6nm avec un courant de seuil un peu plus élevé, soit une émission DFB monomode à 1523.6nm avec une densité de courant de seuil deux fois plus élevée et un rendement beaucoup plus faible.

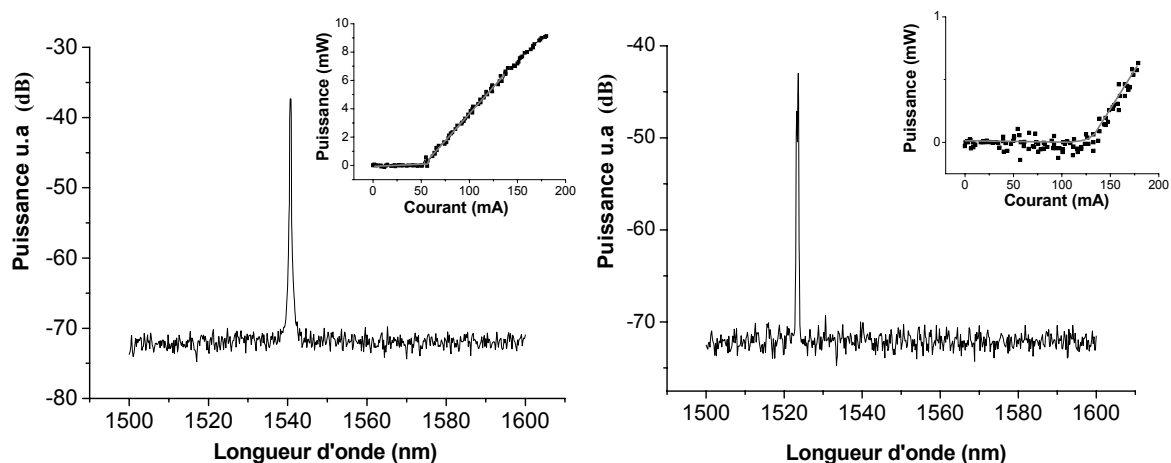


figure 23 : Spectres d'émission sous pompage électrique à 150mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant de structures identiques à base d'un guide W5 à maille carrée de 370μm de long avec 15μm de propagation libre de part et d'autre.

Par conséquent, pour ces lasers W5 à maille carrée, deux modes DFB sont en compétition. Celui à 1523.6nm a des caractéristiques de densité de courant de seuil et de rendement dégradées qui s'expliquent par son éloignement du maximum de spectre de gain.

Nom	I_{seuil}	J_{seuil}	rendement	Type d'émission	$\lambda_{\text{émis}}$	SMSR
W5 Carrée	113 mA	3.9 kA/cm ²	0.013 W/A	DFB monomode	1523.6 nm	> 35dB
W5 Carrée	53 mA	1.85 kA/cm ²	0.075 W/A	DFB monomode	1540.6 nm	> 35dB

Tableau 10 : Principales caractéristiques des structures lasers à base de guide W5 à maille carrée comportant une zone de propagation libre avant clivage.

ii) Analyse de la longueur d'onde d'émission en regard du diagramme de dispersion.

Les émissions des structures à base de guide W3 ou W5 à maille carrée sont parfaitement monomodes. Tout comme pour les structures à géométrie hexagonale en orientation ΓK , nous n'observons pas les deux modes dégénérés.

Afin de comparer les longueurs d'onde obtenues expérimentalement avec les valeurs issues des simulations, les diagrammes de dispersion des guides W3 et W5 à maille carrée ont été tracés à proximité du 2^{ème} point de repliement du mode fondamental (figure 24).

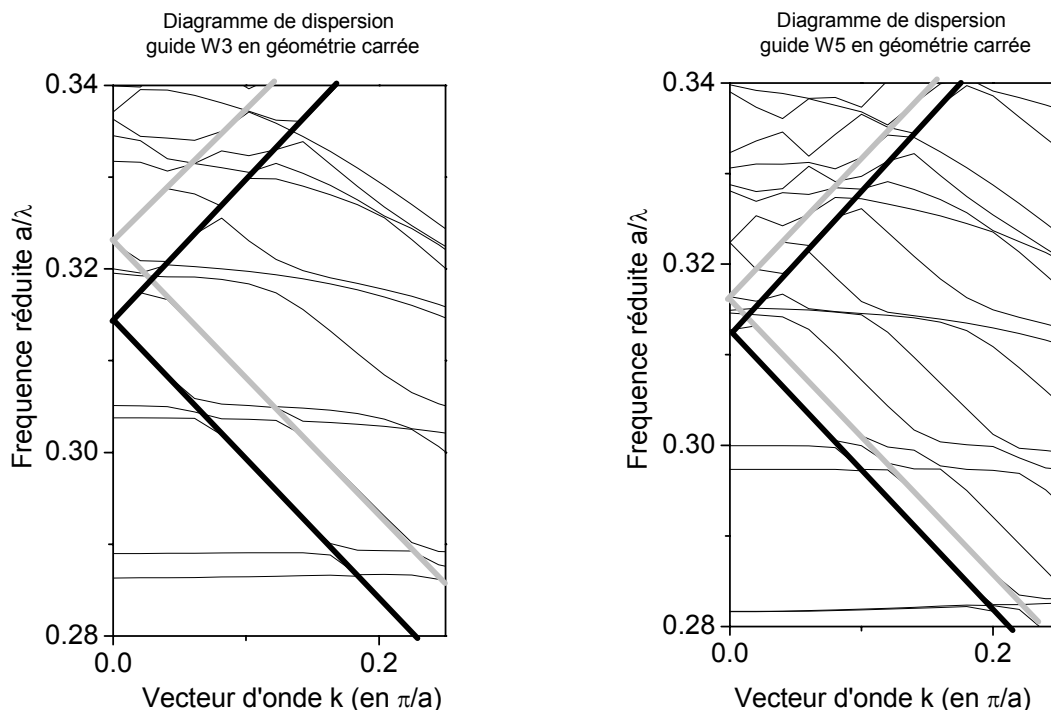


figure 24 : Diagrammes de dispersion de guides à CP à maille carrée calculés selon la direction ΓX par la méthode des ondes planes. A gauche, diagramme des guides W3, le 2ème point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.3145$. A droite, diagramme des guides W5, le 2ème point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.3128$.

Le point de repliement du mode fondamental du guide W3 à maille carrée est situé à la fréquence réduite de 0.3145. Cette valeur est à comparer avec l'émission expérimentale du laser à 1533.1nm soit a/λ égal à 0.3157.

Pour le guide W5 à maille carrée, le point de repliement du mode fondamental se situe à 0.3128 et le point de repliement du mode latéral 1 se situe autour de 0.3164. Expérimentalement, l'émission monomode de ce guide est centrée soit à 1540.6nm qui correspond à une fréquence réduite de 0.3142, soit à 1523.6nm qui correspond à une fréquence réduite de 0.3177. Par conséquent, par comparaison avec le diagramme de dispersion, on peut identifier respectivement ces émissions comme étant celles du mode fondamental et du mode latéral 1.

Le décalage entre simulation et expérience est faible, il correspond à un écart en fréquence réduite inférieur à 0.0015. Ceci entraîne que, tout comme pour les guides ΓK , l'écart relatif entre l'émission du guide W3 et W5 à maille carrée est bien prédit par la simulation. En effet, théoriquement cet écart spectral est égal à 8.4nm et expérimentalement sa valeur est de 7.5nm. Comme nous l'avons déjà vu pour les guides ΓK , le décalage entre la théorie et l'expérience correspond à une variation de l'indice effectif de -0.015.

L'émission sur le mode latéral 1, quant à elle, peut s'expliquer par son très fort coefficient de couplage par rapport à celui du mode fondamental. En effet, nous avons recalculé, de manière précise, le diagramme de dispersion en tenant compte d'un indice corrigé de 3.195 au lieu de 3.21 initialement. Ce diagramme, reporté sur la figure 25, est très fortement agrandi à proximité du 2^{ème} point de repliement du mode fondamental et du mode latéral 1. Il permet d'observer les modes dégénérés.

Pour le mode fondamental, l'écart entre les fréquences des modes dégénérés est trop faible pour calculer une valeur de facteur de couplage. Dans le cas du mode latéral, le facteur de couplage s'élève à $4.2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Aussi, le mode latéral peut être favorisé au détriment du mode fondamental.

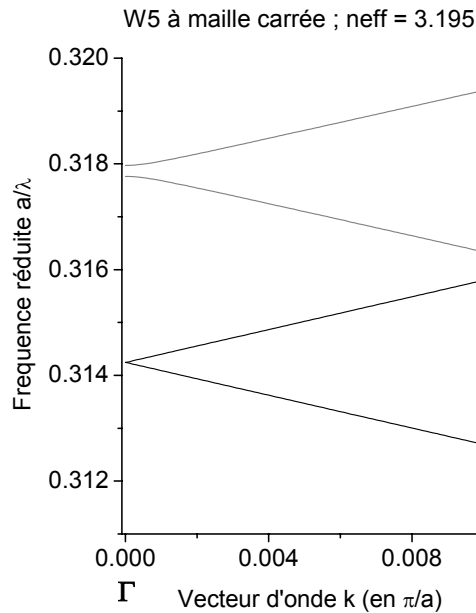


figure 25 : Diagramme de dispersion du guide W5 à maille carrée calculé par la méthode des ondes planes pour un indice effectif égal à 3.195 au 2^{ème} point de repliement du mode fondamental, tracé en noir, et du mode latéral 1, tracé en gris.

II.3.2.2.2. *Emission des guides de différentes longueurs avec un miroir arrière à cristaux photoniques*

Les structures composées d'un guide W3 ou W5 à maille carrée terminées en face arrière par un miroir à CP ont donné des résultats spectraux différents de ceux que nous venons de voir pour les structures dont les 2 faces sont clivées.

i) **Caractéristiques d'émission des guides W3 à maille carrée**

Les guides W3 à maille carrée, avec un miroir arrière à CP, ont fonctionné en régime laser pour les longueurs supérieures à 130 μ m. Cependant, leurs densités de courant de seuil J_{seuil} sont très élevées, supérieures à 6kA/cm² pour une longueur de 330 μ m et plus de 19kA/cm² pour une longueur de 130 μ m. Comparées aux autres structures ayant fonctionné, ces densités de courants de seuil sont au moins 2 fois plus élevées.

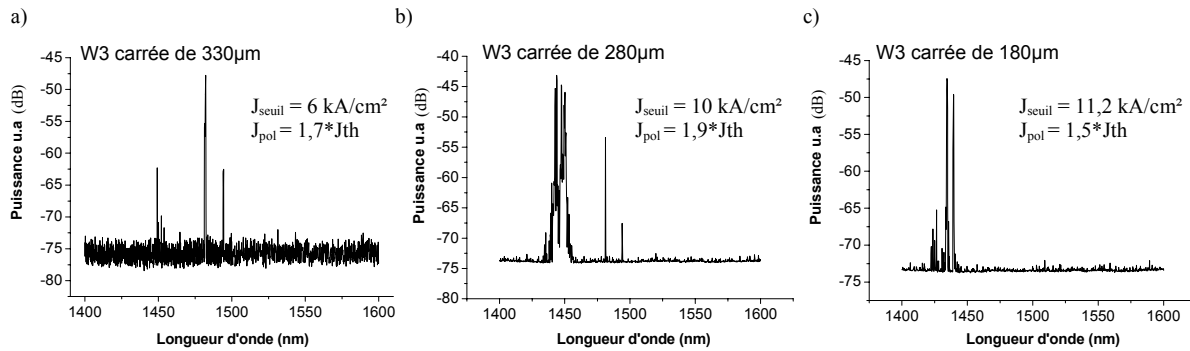


figure 26 : Spectre de structures W3 à maille carrée avec un miroir arrière à CP. a) guide de 330µm de long, b) guide de 280µm, c) guide de 180µm.

Les spectres d'émission de ces lasers (figure 26) sont caractérisés par de nombreux pics à la fois de type DFB et Fabry-Pérot, émettant loin de 1550nm. Ainsi, les lasers de 330µm et 280µm présentent des pics DFB à 1494.2nm et 1482.2nm pour le premier, et à 1494 nm et 1481.2 nm pour le second. Des pics de type Fabry-Pérot centrés vers 1440nm existent pour les deux longueurs de laser quoique bien plus marqués dans le cas du laser de 280µm. Le laser de 180µm de long a deux pics DFB à 1434.4nm et 1439.4nm, et des pics de type Fabry-Pérot de faible intensité centrés vers 1425nm.

En prenant en compte la dispersion d'indice, nous pouvons identifier ces émissions de type DFB aux modes dégénérés du mode latéral 1 et du mode latéral 2, au deuxième point de repliement.

Les densités de courant de seuil des lasers W3 à maille carrée sont très élevées et, pour autant, aucune émission de type Fabry-Pérot n'apparaît aux alentours de 1550nm. Ceci corrobore les simulations de coefficient de réflectivité des miroirs arrière. En effet, le miroir à maille carrée de 484nm de période présente une faible réflexion à 1550nm et une réflexion plus élevée pour les longueurs d'onde inférieures à 1500nm.

De plus, en comparant l'évolution de l'émission en fonction de la longueur de la structure, il semble que le coefficient de couplage du mode fondamental ne soit pas suffisant pour l'établissement du mode laser pour les longueurs inférieures à 400µm.

ii) Caractéristiques d'émission des guides W5 à maille carrée

Pour les guides W5 à maille carrée avec un miroir arrière à CP, les longueurs supérieures à 80µm ont fonctionné en émission laser. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure 27.

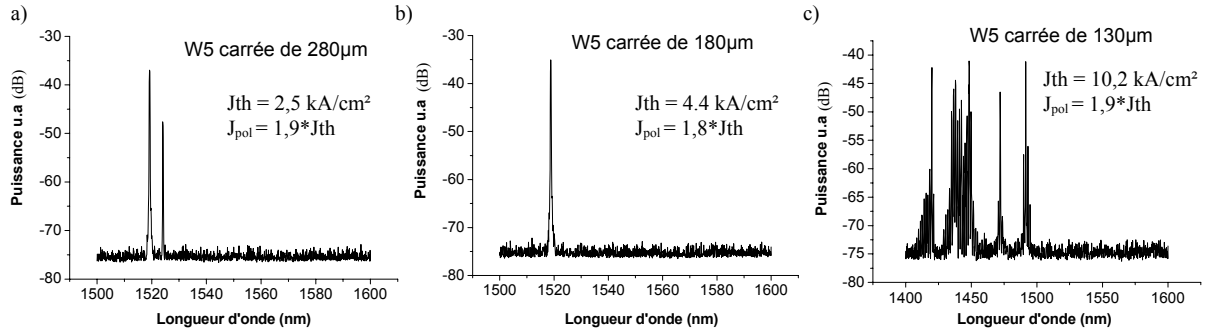


figure 27 : Spectre d'émission sous pompage électrique à 100 mA de guides W5 à maille carrée de différentes longueurs avec un miroir arrière à CP a) 280µm de long b)180µm de long c)130µm de long.

Les spectres de la figure 27a et b sont caractéristiques de l'émission des guides dont la longueur est supérieure à 130µm. La densité de courant de seuil de ces structures est égale à 2.4kA/cm² pour le guide de 330µm et évolue jusqu'à 4.4kA/cm² pour le guide de 180µm. Quant au rendement différentiel à la facette η, il est compris entre 0.037 et 0.056W/A. L'émission de ces lasers de plus de 130µm de long est de type DFB, soit bimode (figure 27a), soit monomode (figure 27b), avec dans ce dernier cas un SMSR supérieur à 35dB. Les longueurs d'onde d'émission sont de 1519.2nm et 1524nm pour le laser de 280µm, et 1518.8nm pour celui de 180µm de long. Ces longueurs d'onde correspondent aux modes dégénérés du mode latéral 1.

L'observation de deux modes dégénérés, nous permet d'estimer expérimentalement le facteur de couplage. En effet, nous rappelons qu'il s'écrit sous la forme :

$$\kappa_{\text{exp}} = \pi \cdot n_g \cdot \left(\frac{\lambda_{12} - \lambda_{11}}{\lambda_{12} \cdot \lambda_{11}} \right)$$

avec n_g l'indice de groupe du mode, λ_{11} et λ_{12} les longueurs d'onde d'émission des modes dégénérés du mode latéral 1. En considérant l'indice de groupe égal à 3.25, le coefficient de couplage s'élève à $21.2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Cette valeur est largement supérieure à la valeur théorique de $4 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Ce résultat peut expliquer en partie pourquoi le mode latéral 1 est prédominant.

Pour les structures plus courtes de 130µm et de 80µm de long, leurs densités de courants de seuil sont très élevées, de 11 à 23 kA/cm², et leurs spectres comportent de très nombreux pics situés en dessous de 1500nm. Ce comportement est proche de celui des guides W3 à maille carrée comportant un miroir arrière à CP.

Les principales caractéristiques des lasers W3 et W5 à maille carrée sont récapitulées dans le tableau ci-dessous en fonction de leurs longueurs :

Nom du guide	Longueur (µm)	J _{seuil} (kA/cm ²)	rendement (W/A)	Type d'émission	λ _{émis} (nm)	SMSR
W3 carrée	330-130	6 à 19	0.027 à 0.019	DFB et Fabry-Pérot	λ < 1500	-
W5 carrée	330-180	2.4 à 4.4	0.075 à 0.055	DFB (mode latéral 1)	1519-1524	> 35dB (si monomode)
	130-80	11 à 23	0.037 à 0.036	DFB et Fabry-Pérot	λ < 1500	-

Tableau 11 : Principales caractéristiques des lasers à CP de type W3 et W5 à maille carrée de différentes longueurs et ayant un miroir arrière à CP.

II.3.2.2.3. *Caractérisation du profil spatial des guides W5 à maille carrée*

Dans les parties précédentes, sur différentes structures à base de guides W5 à maille carrée, nous avons observé une émission de type DFB monomode à 1540.6nm ou une émission de type DFB mono ou bimode à 1519 et 1524nm. A partir du diagramme de dispersion, nous avons identifié ces modes au second repliement du mode fondamental et du mode latéral 1.

Dans cette partie, nous proposons de confirmer ces résultats en observant, par la technique SOM (Scanning Optical Microscope), la répartition spatiale de l'onde à proximité de la face de sortie du laser.

i) Description de l'expérience

Les expériences de SOM ont été réalisées au Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique (LNIO) de l'Université Technologique de Troyes (UTT). L'expérience consiste à balayer la facette émissive du laser avec une sonde reliée à un détecteur infrarouge afin de cartographier l'intensité de l'onde émergente. Dans le cas du SOM, la sonde est approchée à moins d'un micromètre de la face de la diode laser. C'est donc une technique de champ intermédiaire plutôt que de champ proche.

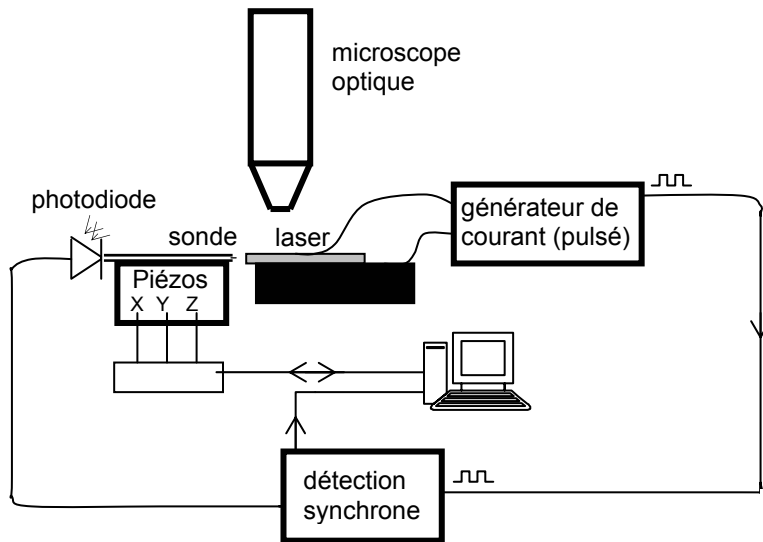


figure 28 : Schéma de principe du montage SOM utilisé.

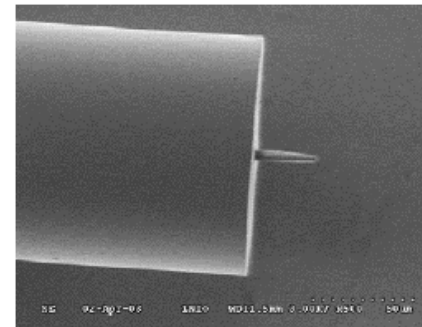


figure 29 : Photo MEB d'une sonde polymère métallisée en bout de fibre optique. [Royer 2005]

Le banc de caractérisation est schématisé sur la figure 28. Le laser à caractériser est pompé électriquement via un générateur de courant impulsionnel. A l'aide du microscope placé au-dessus du laser, une sonde polymère est grossièrement positionnée à proximité de la facette émissive. Puis, via un asservissement de platine piézoélectrique, la sonde est approchée à moins de $1\mu\text{m}$ de la facette. La lumière est alors captée par la sonde et guidée dans une fibre optique jusqu'à une photodiode à avalanche. Le signal est alors traité par une détection synchrone cadencée par le générateur de courant du laser. L'usage de cette détection homodyne permet de diminuer le niveau de bruit du signal. Par asservissement des platines piézoélectriques, la sonde balaye la facette du laser permettant de réaliser une carte en intensité de l'émission à proximité de cette dernière.

La sonde utilisée détermine fortement la résolution spatiale de l'expérience. Dans notre cas, nous avons utilisé une sonde en polymère fabriquée à l'UTT (figure 29). La pointe est créée par réticulation du polymère sur le cœur d'une fibre optique, sa forme est définie par la composition du polymère ainsi que par les paramètres utilisés pour la réticulation, permettant ainsi d'obtenir des sondes de différentes épaisseurs et longueurs. Il a été utilisé 3 différentes sortes de pointes à polymères dans ces manipulations, tout d'abord une pointe de 800nm de rayon de courbure offrant une faible résolution spatiale mais une forte collecte de lumière, puis une pointe de plus faible rayon de courbure ($300\text{-}250\text{nm}$) qui permet d'obtenir des résolutions spatiales de l'ordre de 250nm , et des pointes de ce même type mais métallisées

afin d'éliminer toute collecte de lumière par autre chose que l'extrémité de la pointe. Ce dernier type de pointe est réalisé soit par une métallisation en biais permettant de laisser le bout de la pointe non métallisé, soit une métallisation totale puis une ouverture de l'extrémité de la pointe par FIB. Les résultats présentés ici ont été obtenus à l'aide d'une pointe polymère métallisée en biais, son rayon de courbure à l'extrémité est de l'ordre de 250nm, elle a été réalisée à l'UTT.

ii) Résultats obtenus

Un ensemble de lasers à guide W5 à maille carrée a été testé : le laser à guide de 400 μm de long clivé-clivé émettant à 1540nm ainsi que les lasers à guides de longueurs 330 μm , 280 μm et 230 μm à miroir arrière à CP émettant à 1519-1524nm. Les résultats obtenus par SOM pour le laser de 400 μm ainsi que pour celui de 280 μm de long sont représentés sur la figure 30.

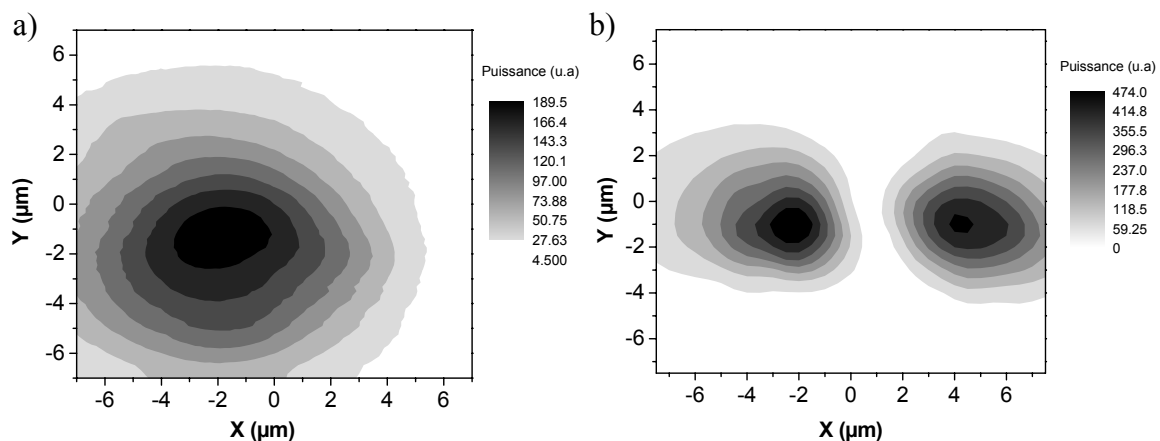


figure 30 : Image SOM. Intensité du champ à proximité de la facette du laser. a) laser de 400 μm de long clivé-clivé, b) laser de 280 μm de long avec miroir à CP en face arrière.

La figure 30a correspond au champ du guide W5 carrée de 400 μm de long à proximité de la facette : le champ est monolobe. C'est la preuve que ce mode centré en 1540nm correspond bien au mode fondamental. Quant à la figure 30b, elle correspond au champ du guide W5 carrée de 280 μm de long. Le champ est bilobe, caractéristique du mode latéral 1.

Ces champs intermédiaires confirment expérimentalement que l'émission de type DFB à 1540nm correspond au repliement du mode fondamental et que l'émission de type DFB centrée vers 1522 nm correspond au repliement du mode latéral 1.

II.3.3. Résultats expérimentaux au 3^{ème} point de repliement

Différentes structures ont été dessinées pour fonctionner au 3^{ème} point de repliement : W1, W3 et W5 à maille hexagonale en orientation ΓK , W1, W3 et W5 à maille carrée, W5 et W7 à maille hexagonale en orientation ΓM .

Toutes les structures testées ont fonctionné pour des longueurs de cavités supérieures à 80 μ m, à l'exception des lasers comportant les guides de plus faible largeur : W1 à maille carrée, W1 à maille hexagonale en orientation ΓK ainsi que le W5 à maille hexagonale en orientation ΓM .

Nous n'avons pu voir de différences notables entre les structures basées sur des guides à deux miroirs clivés et les structures ayant un miroir à CP en face arrière. C'est pourquoi, dans cette partie, nous ne ferons pas de distinction entre les lasers ayant ou n'ayant pas de miroir à CP en face arrière.

Nous présentons successivement les résultats des guides à maille hexagonale en orientation ΓK , puis ceux des guides à maille carrée et enfin ceux des guides à maille hexagonale en orientation ΓM . Systématiquement, après la description des caractéristiques d'émission, nous analysons la longueur d'onde d'émission par rapport au diagramme de dispersion.

II.3.3.1. Guides à maille hexagonale en orientation ΓK

Nous rappelons que, par rapport aux guides calculés pour fonctionner au 2^{ème} point de repliement, les largeurs au 3^{ème} repliement sont plus importantes. Elles s'élèvent à 2097nm pour le guide W3 et 3354nm pour le guide W5.

i) Caractéristiques d'émission

Sur la figure 31 sont représentées les caractéristiques d'émission des guides W3 et W5 de 400 μ m de long dont les deux faces sont clivées. Les structures à miroir arrière à CP ne présentent pas des spectres très différents de ceux-ci.

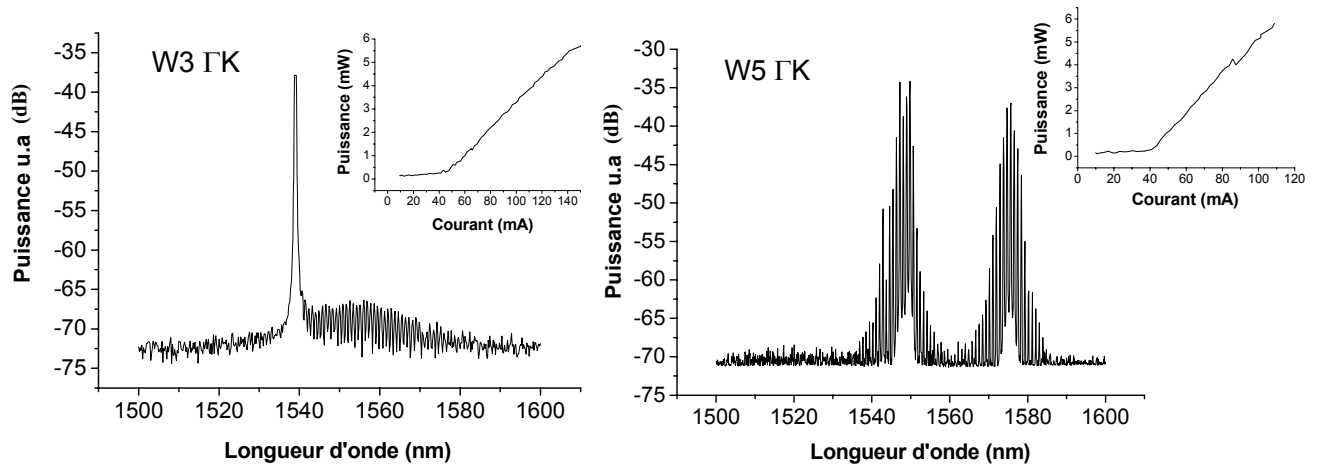


figure 31 : Spectre d'émission sous pompage électrique à 100mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant. A gauche, guide W3 ΓK de 400µm. A droite, guide W5 ΓK de 400µm.

Le laser W3 ΓK présenté ici a un courant de seuil de 43.6mA, soit une densité de courant de seuil de 1.7kA/cm². Le rendement différentiel externe par facette est de 0.049W/A et la puissance délivrée par une face est de 3.2mW à 100mA. Pour les lasers plus courts, la densité de courant de seuil varie de 1.4 à 3.4kA/cm² pour des longueurs comprises entre 330µm et 130µm, cette densité augmente brusquement à 9kA/cm² pour le laser de 80µm de long. Trois types d'émissions existent aléatoirement en fonction de la longueur du laser : soit l'émission est monomode centrée en 1539nm avec un SMSR supérieur à 35dB, soit le pic de type DFB coexiste avec une émission de type Fabry-Pérot centrée aux alentours de 1562nm, soit encore l'émission de type Fabry-Pérot existe seule. Ce même Fabry-Pérot est en train d'apparaître sur la figure 31 à côté du pic DFB.

La caractéristique P(I) du guide W5 ΓK, illustrée sur la partie droite de la figure 31, montre un seuil laser de 36.8mA ce qui correspond à une densité de courant de seuil de 1.2kA/cm². Le rendement différentiel externe par facette est de 0.085W/A. La puissance délivrée par une face est de 5mW à 100mA. Les caractéristiques P(I) des lasers de plus courtes longueurs ont une densité de seuil autour de 1.6kA/cm² pour une longueur supérieure à 180µm, ensuite la densité de seuil augmente jusqu'à 4kA/cm² pour le guide de 80µm de long. Le rendement a tendance à augmenter entre les lasers de 330µm et les lasers de 130µm passant de 0.12W/A à 0.20W/A, les lasers de 80µm de long ont un rendement de 0.16W/A. Ces rendements plus élevés pour les structures courtes peuvent s'expliquer par la présence de la forte réflectivité du miroir arrière à CP. Les caractéristiques spectrales de ces lasers présentent une émission de type Fabry-Pérot entre 1530 et 1590nm avec une mini-BIP centrée au milieu de ce Fabry-

Pérot à 1562nm. Nous noterons que pour les lasers les plus courts ayant les plus fortes densités de courant de seuil, l'émission de type Fabry-Pérot se décale vers les plus courtes longueurs d'onde alors que la mini-BIP reste à 1562nm.

Nom du guide	Longueur (μm)	J _{seuil} (kA/cm ²)	rendement (W/A)	Type d'émission	λ _{émis} (nm)	SMSR
W3 ΓK	400	1.65	0.049	DFB monomode apparition d'un Fabry-Pérot	1539 nm	>30dB
	330 à 130	1.4 à 3.4	0.080 à 0.116	DFB et/ou Fabry-Pérot	DFB 1539 FP 1565	-
W5 ΓK	400	1.17	0.085	Fabry-Pérot avec mini-BIP	centré en 1565 nm	-
	330 à 80	1 à 4	0.120 à 0.160	Fabry-Pérot avec mini-BIP	centré en 1565 nm	-

Tableau 12 : Principales caractéristiques des structures lasers à base de guide W3 et W5 ΓK.

ii) Analyse de la longueur d'onde d'émission en regard du diagramme de dispersion.

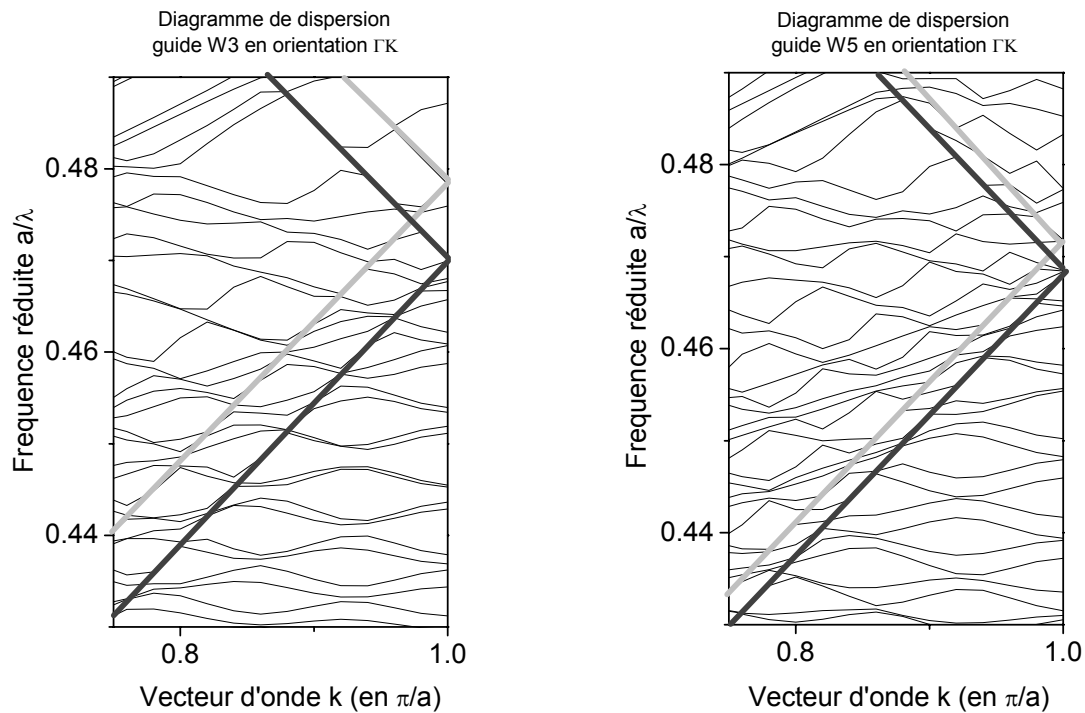


figure 32 : Diagrammes de dispersion calculés par la méthode des ondes planes. A gauche, diagramme du guide W3 en orientation ΓK, le 3^{me} point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.470$. A droite, diagramme des guides W5 en orientation ΓK, le 3^{ème} point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.4684$.

Les agrandissements au 3^{ème} repliement des diagrammes de bandes des guides W3 Γ K et W5 Γ K sont représentés sur la figure 32. Pour le guide W3 Γ K, le 3^{ème} repliement du mode fondamental est situé à la fréquence réduite de 0.470. Le paramètre de maille de ce guide étant égal à 726nm, l'émission théorique est centrée vers 1544nm. Ceci correspond, à 5nm près, à la longueur d'onde d'émission expérimentale.

De la même façon, le 3^{ème} repliement du mode fondamental du guide W5 Γ K est centré sur la fréquence réduite égale à 0.4684, qui correspond à une émission théorique à 1550nm pour une maille de 726nm. Nous n'observons pas cette émission de type DFB. Nous observons seulement, une émission de type Fabry-Pérot avec une mini-BIP à 1562nm. Cette mini-BIP correspond, sur le diagramme de dispersion, à un anti-croisement situé sous le 3^{ème} point de repliement. Pour un guide de cette largeur, le coefficient de couplage doit être insuffisant pour l'établissement des modes DFB. En effet, le coefficient de couplage pour le mode fondamental du guide W5 est de $9.53 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$, soit deux fois plus faible que celui du guide W3 qui est de $2.03 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. L'émission Fabry-Pérot est donc prédominante pour le guide W5.

II.3.3.2. Guides à maille carrée

Pour fonctionner au 3^{ème} repliement, nous rappelons que les guides W3 et W5 à maille carrée ont un paramètre de maille de 726nm. Par suite, la largeur du guide W3 est de 2904nm et la largeur du guide W5 est de 4356nm.

i) Caractéristiques d'émission

La figure 33 présente les résultats expérimentaux obtenus pour les guides de 400 μ m dont les deux faces sont clivées.

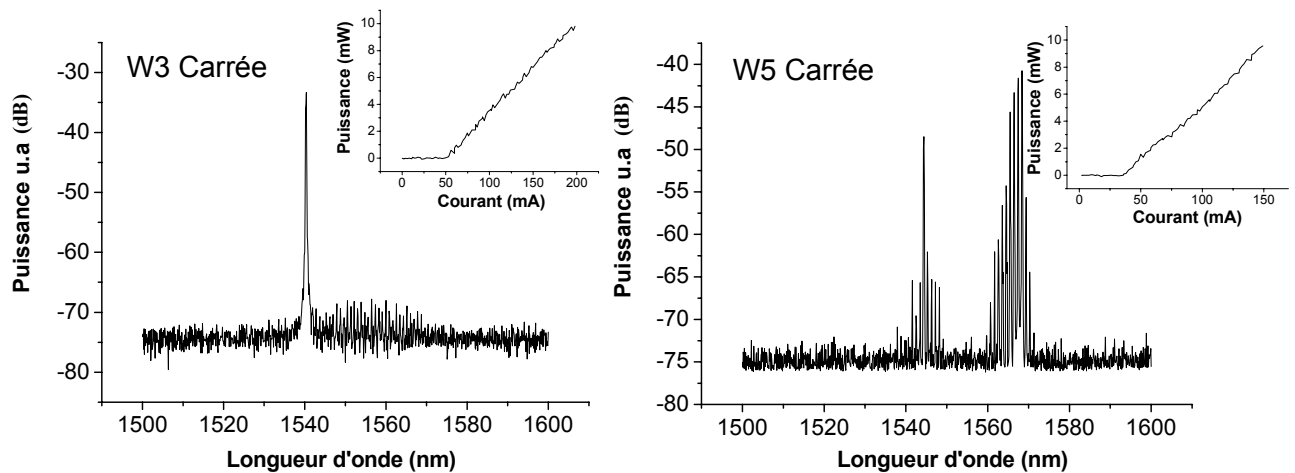


figure 33 : Spectre d'émission sous pompage électrique à 100mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant des guides de 400µm de long. A gauche, W3 à maille carrée et à droite, guide W5 à maille carrée.

Le guide W3 présente un courant de seuil de 49.7mA, soit une densité de courant de seuil de 1.78kA/cm². Le rendement différentiel externe par facette est de 0.068W/A. La puissance délivrée par une face est de 3.5mW à 100mA.

Les lasers de plus faibles longueurs et ayant un miroir à CP en face arrière ont des densités de courant de seuil de l'ordre de 1.7kA/cm² pour les guides de 330µm à plus de 3.6kA/cm² pour les guides de 180µm de long. Le guide de 130µm de long présente une densité de courant de seuil nettement plus élevée à 5.6kA/cm². Le rendement différentiel de ces structures reste proche de 0.07W/A. L'émission de ces guides W3 à maille carrée et à miroir à CP est du même type que celle exposée sur la figure 33, c'est-à-dire une émission de type DFB centrée à 1540.4nm. Nous noterons toutefois, avec les structures de faibles longueurs, une émission plus chaotique où l'émission DFB est mêlée à une émission Fabry-Pérot, due à la forte réflectivité du miroir à CP estimée à 70%. Pour ces structures inférieures à 130µm, les densités de courant de seuil sont supérieures à 5.6kA/cm².

Pour le guide W5 à maille carrée de 400µm de long à faces clivées dont la caractéristique est représentée sur la partie droite de la figure 33, le seuil laser est atteint pour un courant de 36.5mA, soit une densité de courant au seuil de 1.1kA/cm². Le rendement par facette est de 0.083W/A, et la puissance à 100mA est de 5mW. Les lasers de plus faibles longueurs avec un miroir à CP ont des rendements relativement constants de l'ordre de 0.1W/A ± 0.02 malgré les différences de longueurs. Les lasers de 330µm à 180µm ont des densités de courants de seuil comprises entre 1kA/cm² et 2kA/cm². Pour les lasers de plus faibles longueurs, la densité de courant de seuil augmente rapidement pour être supérieure à 5.3kA/cm² pour les lasers de 80µm. L'émission des guides W5 en orientation ΓK de la figure 33 est typique de l'émission

de ces lasers. Elle est de type Fabry-Pérot centrée entre 1530nm et 1570nm avec une mini-BIP autour de 1555nm qui divise ce spectre en deux. Pour les lasers de courtes longueurs et ayant une densité de courant de seuil élevée, l'émission Fabry-Pérot se décale vers les basses longueurs d'onde mais la mini-BIP reste centrée au voisinage de 1550nm.

Nom du guide	Longueur (μm)	J_{seuil} (kA/cm^2)	rendement (W/A)	Type d'émission	$\lambda_{\text{émis}}$ (nm)	SMSR
W3 carrée	400	1.78	0.068	DFB monomode	1540.4	> 30dB
	330-180	1.7 à 3.6	0.70 à 0.070	DFB monomode		
	130	5.6	0.063	Fabry-Pérot		-
W5 carrée	400	1.08	0.083	Fabry-Pérot avec mini-BIP	centré en 1550 nm	-
	330-180	1 à 2	0.096 à 0.126	Fabry-Pérot avec mini-BIP		-
	130-80	2.7 à 5.3	0.119 à 0.112	Fabry-Pérot avec mini-BIP		-

Tableau 13 : Principales caractéristiques des structures lasers à base de guide W3 et W5 à maille carrée.

ii) Analyse de la longueur d'onde d'émission en regard du diagramme de dispersion.

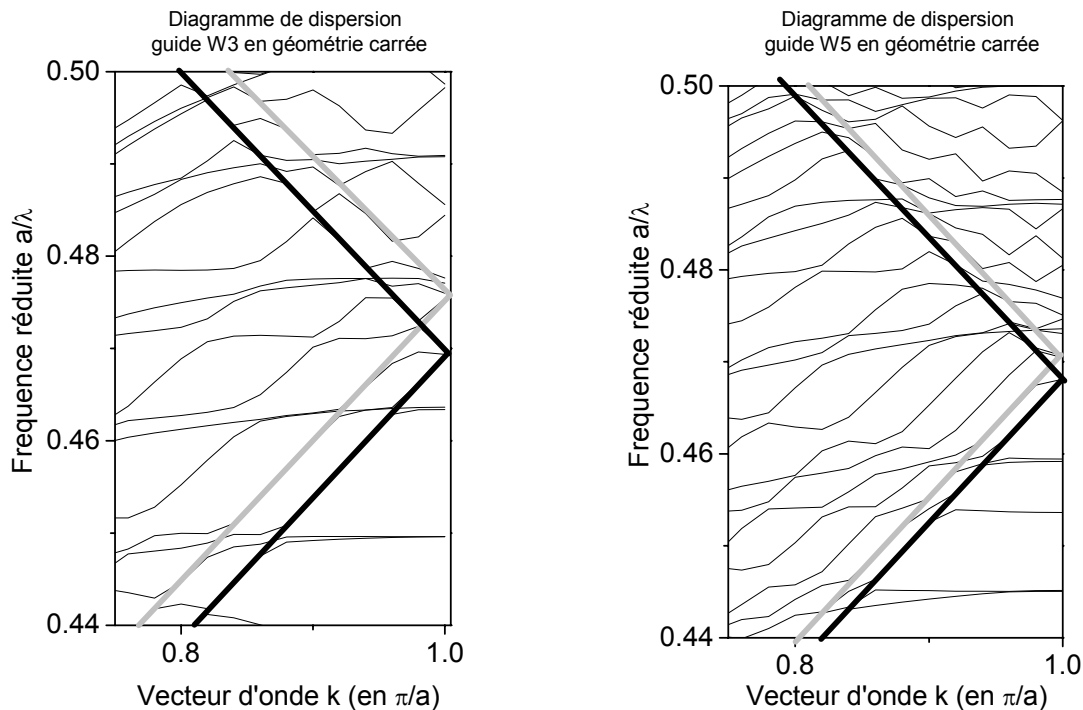


figure 34 : Diagrammes de dispersion de guides à CP à maille carrée calculés selon la direction ΓX par la méthode des ondes planes. A gauche, diagramme des guides W3, le 3ème point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.4693$. A droite, diagramme des guides W5, le 3ème point de repliement du mode fondamental est situé en $a/\lambda = 0.4681$.

Les diagrammes de dispersion des structures étudiées sont représentés sur la figure 34 à proximité du 3^{ème} point de repliement. Ainsi, le repliement du mode fondamental représenté en noir est situé à la fréquence réduite de 0.4693 pour le guide W3 à maille carrée ce qui correspond à une longueur d'onde d'émission de 1547nm. Ce résultat est proche de la longueur d'onde obtenue expérimentalement de 1540.2nm. Par conséquent, on peut conclure que le guide W3 à maille carrée émet sur le repliement du mode fondamental.

Le 3^{ème} repliement du mode fondamental du guide W5 à maille carrée est situé à la fréquence réduite de 0.4681, soit à la longueur d'onde de 1551nm, et le 3^{ème} repliement du mode latéral 1 tracé en gris sur la figure 34 est centré en 0.4705 soit à $\lambda = 1543\text{nm}$. Or l'émission laser dans cette zone ne correspond pas à une émission de type DFB, il n'émet sur aucun des points de repliement. Il émet de façon Fabry-Pérot et, là encore, pour les guides très larges, l'émission de type DFB ne peut s'établir.

II.3.3.3. Guides à maille hexagonale en orientation ΓM

En raison de la faible largeur du guide d'onde, parmi tous les guides à mailles hexagonales en orientation ΓM fabriqués, seuls les guides W7 au 3^{ème} point de repliement ont émis en régime laser. La maille du cristal est de 431nm et la largeur du guide W7 est de 1476nm.

i) Caractéristiques d'émission

Le spectre d'émission typique d'une structure laser à base de guide W7 ΓM est présenté sur la figure 35. Ces structures émettent de façon DFB monomode autour de 1572nm.

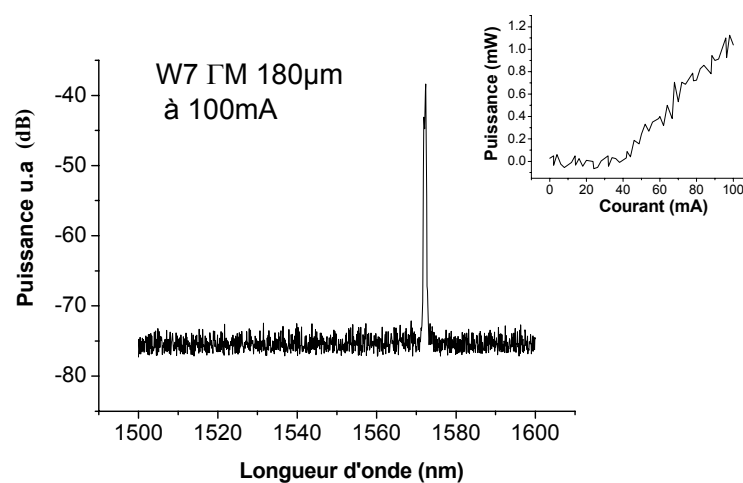


figure 35 : Spectre d'émission sous pompage électrique à 100mA avec, en encart, la caractéristique puissance-courant, d'un guide W7 ΓM de 180 μm délimité en face arrière par un miroir à CP.

Les caractéristiques présentées sont celles de la structure comprenant un guide W7 Γ M de 180 μ m de long. La densité de courant de seuil est de 3.4kA/cm² et le rendement est très faible, de l'ordre de 0.018W/A, pour une longueur d'onde d'émission centrée en 1572.4nm.

Les caractéristiques du laser de 400 μ m de long sont présentées dans le tableau ci-dessous. Sa densité de courant de seuil est de 3.42kA/cm² et son rendement très faible de 0.003W/A.

Quant aux guides de 330 μ m à 80 μ m avec un miroir arrière à CP, ils présentent une densité de courants de seuil de 2.6 à 8.3kA/cm² et un rendement différentiel égal à 0.010 et 0.019W/A respectivement pour le guide de 330 μ m et 80 μ m. Cette augmentation de la densité de courant de seuil et du rendement différentiel en fonction de la diminution de la longueur du guide sont caractéristiques de l'augmentation des pertes de la cavité.

Nom du guide	Longueur (μ m)	J _{seuil} (kA/cm ²)	rendement (W/A)	Type d'émission	$\lambda_{\text{émis}}$ (nm)	SMSR
W7 Γ M	400	3.42	0.003	DFB monomode	1572	~ 20dB
	330-80	2.6 à 8.3	0.010 à 0.019	DFB monomode	~ 1572	~ 30dB

Tableau 14 : Principales caractéristiques des structures lasers à base d'un guide W7 Γ M.

ii) Analyse de la longueur d'onde d'émission en regard du diagramme de dispersion

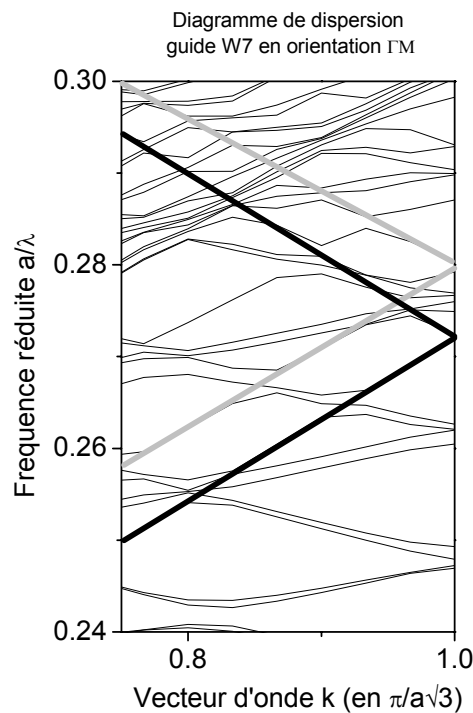


figure 36 : Diagramme de dispersion du guide W7 à maille hexagonale en orientation Γ M, calculé par la méthode des ondes planes à proximité du 3^{ème} point de repliement du mode fondamental surligné en noir et du mode latéral 1 surligné en gris.

Le diagramme de dispersion du guide W7 Γ M est représenté sur la figure 36 à proximité du 3^{ème} point de repliement du mode fondamental. Celui-ci se replie en $a/\lambda = 0.2721$, soit à une longueur d'onde d'émission de 1584nm pour un cristal dont la périodicité est de 431nm. Par conséquent, nous identifions l'émission du guide W7 Γ M au repliement du mode fondamental.

II.3.4. Bilan des résultats

Dans les paragraphes précédents, les principaux résultats obtenus sur les guides à CP de maille carrée, hexagonale en orientation Γ K ou Γ M ont été détaillés et analysés. Dans cette partie, nous faisons leur synthèse. Les tableaux 15 et 16 regroupent les principales caractéristiques des différents lasers respectivement aux 2^{ème} et 3^{ème} repliements. Ils permettent de comparer les propriétés des différentes structures et de dégager les commentaires suivants :

Une émission laser de type DFB monomode avec un SMSR > 30 dB a été démontrée sous pompage électrique pour la plupart des guides de 400 μ m délimités par clivage au 2^{ème} et au 3^{ème} point de repliement, ainsi que pour certaines structures de plus faibles longueurs comportant un miroir arrière à CP

La largeur du guide a une forte influence sur l'émission du laser. Les structures comportant des guides dont la largeur est inférieure ou égale à 1.4 μ m sont trop étroites pour fonctionner en régime laser, et les guides dont la largeur est supérieure à 2.604 μ m fonctionnent uniquement de façon Fabry-Pérot. Entre ces deux largeurs limites, l'émission peut être de type DFB ou Fabry-Pérot ou une coexistence des deux, en fonction de la longueur du guide et du miroir utilisé.

L'introduction du miroir arrière à CP modifie l'émission laser. Avec de hauts coefficients de réflectivités, 90% dans le cas des miroirs Γ M, l'émission de type Fabry-Pérot est privilégiée au détriment de l'émission DFB. Au contraire, dans le cas du miroir à maille carrée de 484nm de période, la faible réflectivité du miroir à 1550nm élimine toute émission de type Fabry-Pérot.

La longueur de cavité intervient également sur l'émission laser. La force de contre-réaction du cristal photonique qui permet le fonctionnement DFB se caractérise par le facteur κL . Pour des longueurs trop courtes, spécifiques à chaque géométrie, le mode DFB ne peut s'établir.

Selon les caractéristiques du miroir arrière à CP, deux situations se présentent :

- pour des miroirs de fortes réflectivités, l'émission Fabry-Pérot peut devenir prédominante.
- pour des miroirs de faibles réflectivités, l'émission peut s'établir sur un autre mode DFB latéral d'ordre supérieur qui est plus éloigné du maximum de gain, mais qui possède des facteurs de couplages plus importants.

En résumé, cette étude permet de mettre en évidence l'intérêt d'un fonctionnement sur un point de repliement pour l'obtention d'une émission monomode DFB. Hormis pour les guides W7 ΓM , il s'est avéré que le choix de la période n'a pas été optimal. En effet, selon la structure considérée, le mode DFB fondamental peut se trouver décalé de 30nm vers les courtes longueurs d'ondes, par rapport au maximum du spectre de gain. Le choix d'une période optimisée devrait conduire à une amélioration significative des performances en terme de courant de seuil et de rendement.

2 ^{ème} repliement				
structure	largeur	Longueur	Emission	J _{seuil}
W3 GK	1.401μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1531.4 nm	1.9 kA/cm ²
		330 – 180 μm cp/c	DFB (fondamental) et/ou FP λ _{DFB} = 1531 nm et λ _{FP} ≈ 1570 nm	2.3 à 3.2kA/cm ²
W5 GK	2.241μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1541.4 nm	1.9 kA/cm ²
		330 – 130 μm cp/c	FP λ _{FP} ≈ 1570 nm	1.4 à 2.7kA/cm ² 6 kA/cm ²
		80 μm cp/c		
W3 carrée	1.637μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1533.1 nm	3.3 kA/cm ²
		330 – 130 μm cp/c	DFB (mode latéral 1 ou 2) λ _{DFB} < 1500 nm	6 à 19 kA/cm ²
W5 carrée	2.604μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1540.6 nm	1.5 kA/cm ²
		370 μm (avec propa libre)	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1540.6 nm	1.85 kA/cm ²
			DFB monomode (latéral 1) λ _{DFB} = 1523.6 nm	3.9 kA/cm ²
		330 – 180 μm cp/c	DFB (latéral 1) λ _{DFB} = 1519 / 1524 nm	2.4 à 4.4kA/cm ²
		130 – 80 μm cp/c	DFB + FP λ _{DFB} et λ _{FP} < 1500nm	11 à 23 kA/cm ²

Tableau 15 : Synthèse des principales caractéristiques des lasers au 2^{ème} repliement.

(c/c : guide défini par clivage des deux faces. cp/c : guide comportant un miroir arrière à CP)

3 ^{ème} repliement				
structure	largeur	Longueur	Emission	J _{seuil}
W3 GK	2.097μm	400μm c/c	DFB et/ou FP λ _{DFB} = 1539 nm et λ _{FP} ≈ 1565nm	1.65 kA/cm ²
		330 – 130 μm cp/c		1.4 à 3.4kA/cm ²
W5 GK	3.354μm	400μm c/c	FP avec mini-BIP λ _{FP} ≈ 1565 nm	1.17 kA/cm ²
		330 – 80 μm cp/c		1 à 4 kA/cm ²
W3 carrée	2.455μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1540.4 nm	1.78 kA/cm ²
		330 – 180 μm cp/c		1.7 à 3.6kA/cm ²
		130 μm cp/c	FP λ _{FP} ≈ 1565 nm	5.6kA/cm ²
W5 carrée	3.907μm	400μm c/c	FP avec mini-BIP λ _{FP} ≈ 1550 nm	1.08 kA/cm ²
		330 – 180 μm cp/c		1 à 2 kA/cm ²
		130 – 80 μm cp/c		2.7 à 5.3kA/cm ²
W7 GM	1.476μm	400μm c/c	DFB monomode (fondamental) λ _{DFB} = 1572 nm	3.42 kA/cm ²
		330 - 80 μm cp/c		2.6 à 8.3kA/cm ²

Tableau 16 : Synthèse des principales caractéristiques des lasers au 3^{ème} repliement.

(c/c : guide défini par clivage des deux faces. cp/c : guide comportant un miroir arrière à CP)

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons de présenter une étude expérimentale et une analyse théorique du fonctionnement laser, au voisinage de 1550 nm, d'un large éventail de structures à guide d'onde défini par cristaux photoniques.

Après une description des contraintes technologiques propres à ce type de dispositifs, nous avons choisi les valeurs des paramètres géométriques (diamètres des trous, profondeur de gravure, facteur de remplissage) qui en autorisaient la réalisation et le contrôle.

Ensuite, par la mise en œuvre de structures appropriées de diodes laser, nous avons déterminé et analysé les caractéristiques d'émission en des points de fonctionnement particuliers.

Ainsi, l'étude a porté, d'une part, sur le fonctionnement laser à l'intérieur de la bande interdite photonique et a permis de montrer que, conformément aux prévisions théoriques, la proximité d'un anti-croisement n'est pas propice à l'émission laser. Ceci est attribué à l'effet prédominant du déconfinement modal par rapport à la réduction de la vitesse de groupe. Le bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux a permis, en outre, de valider le modèle de calcul utilisé basé sur la méthode des ondes planes.

D'autre part, l'étude a concerné le fonctionnement laser en bord de zone de Brillouin. Dans ce cadre, des structures faisant appel à des cristaux de mailles différentes et à des guides variés ont permis le relevé expérimental des caractéristiques d'émission au niveau du deuxième et du troisième point de repliement du mode fondamental. Des émissions laser de type DFB monomode, avec des taux de réjection du mode secondaire supérieurs à 30 dB, ont ainsi été démontrées pour plusieurs structures. De même, l'influence de la géométrie du guide (largeur, longueur, terminaisons) sur le type d'émission laser a été présentée et analysée. Ces résultats montrent, notamment, qu'une émission de type DFB sur le mode fondamental est favorisée par des guides de largeur comprise entre 1,4 et 2,6 μm , de longueur supérieure à 350 μm , et se terminant par des facettes clivées précédées ou non d'une zone de propagation libre.

Chapitre III

Ingénierie du guide d'onde à cristal photonique

Dans le cadre du projet RNRT CRISTEL, notre objectif était la réalisation d'une barrette de huit lasers émettant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques DWDM, c'est à dire que ces lasers devaient présenter une émission monomode au voisinage de 1550 nm, avec un SMSR supérieur à 30 dB et un écart spectral entre deux lasers adjacents égal à 0,4 nm.

Dans ce contexte, nous proposons d'étudier les possibilités offertes par les structures laser à cristaux photoniques pour répondre à deux exigences complémentaires :

- le contrôle fin de la longueur d'onde d'émission afin de maîtriser l'écart spectral visé
- l'optimisation des performances selon une émission de type DFB monomode.

La première partie de ce chapitre concerne le contrôle fin de la longueur d'onde d'émission. Ainsi, en l'absence de solution éprouvée dans le domaine, nous proposons d'étudier une voie nouvelle reposant sur une déformation de la maille du cristal photonique selon la direction perpendiculaire à l'axe du guide optique.

Les travaux que nous présentons sont menés sur des structures W5 à maille carrée et W5 à maille hexagonale en orientation ΓK déjà étudiées au chapitre précédent. Dans un premier temps, pour chacune de ces structures, une simulation FDTD du fonctionnement au voisinage du deuxième point de repliement permet d'étudier l'influence de la déformation sur les comportements modaux et d'en déduire les plages de variation des paramètres structuraux répondant à nos objectifs. Dans un deuxième temps, les résultats expérimentaux relatifs aux caractéristiques d'émission de diodes laser regroupées sous forme de barrette sont présentés. Enfin, nous proposons une analyse de leur fonctionnement en considérant, notamment, le comportement des modes dégénérés.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à l'optimisation des performances d'émission laser de type DFB. Pour cela, nous cherchons à tirer profit des différentes propriétés démontrées précédemment. Les travaux portent ici sur des structures W5 à maille hexagonale en orientation ΓK déformée pour lesquelles l'évolution des pertes latérales au guide fait l'objet d'une étude particulière. Les résultats expérimentaux sont ensuite présentés et analysés. Enfin, une étude comparative avec les performances obtenues pour des structures voisines est esquissée.

III.1. Déformation latérale

Nous rappelons que notre objectif était la réalisation d'une barrette de lasers présentant une émission monomode au voisinage de 1550nm, avec un SMSR supérieur à 30dB, et un écart spectral de 0.4nm entre plus proches voisins.

Les lasers à CP, présentés dans le chapitre 2 et fonctionnant au 2^{ème} point de repliement, présentent des caractéristiques compatibles avec un tel cahier des charges. Cependant, le contrôle de l'émission à 0.4nm près est très difficile car la longueur d'onde d'émission est fonction de la maille du cristal. Le 2^{ème} point de repliement étant situé aux alentours de $a/\lambda = 0.313$, cela implique, pour une variation de la maille Δa , une variation de la longueur d'onde $\Delta\lambda$ égale à 0.313 fois Δa . Par conséquent, si l'on veut obtenir une variation de la longueur d'onde d'émission de 0.4 nm, cela implique une variation de la maille du cristal de 0.128nm ce qui est très difficile à réaliser et à vérifier. Au 3^{ème} point de repliement, il serait tout aussi difficile d'obtenir la variation de longueur d'onde voulue car ce point de repliement est situé

en $a/\lambda = 0.468$, ce qui implique une variation de la maille Δa de 0.187nm pour obtenir une variation de la longueur d'onde d'émission de 0.4nm. Par conséquent, la variation du paramètre de maille a ne permet pas la sélection fine de la longueur d'onde. Il faut donc mettre en œuvre un autre moyen de modification de la maille permettant d'atteindre une sélection fine de l'émission tout en conservant des contraintes technologiques acceptables.

III.1.1. Principe de la déformation latérale

Nous venons d'énoncer les objectifs visés à partir de la réalisation de guides à CP dont la maille serait déformée. Dans cette partie, nous définissons la déformation proposée. Cette déformation est appelée déformation latérale en raison de la direction selon laquelle elle s'applique.

A partir de la maille du cristal, nous définissons un paramètre de maille nommé a parallèle à l'axe du guide, et un paramètre de maille nommé b perpendiculaire à ce même axe du guide. Ces deux paramètres sont illustrés sur la figure 1 dans le cas de la déformation d'un guide W5 à maille hexagonale en orientation ΓK .

La déformation latérale est une déformation du cristal induisant une modification du paramètre b . Plus précisément, ce paramètre est multiplié par un facteur d'échelle α (α sera nommé déformation par la suite), tandis que les autres paramètres du cristal tels que a et le diamètre des trous restent constants.

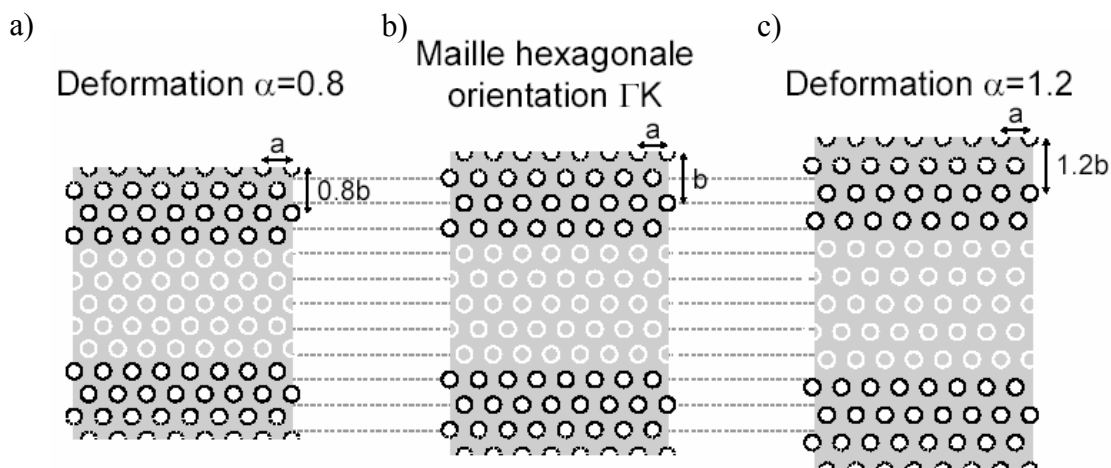


figure 1 : Déformation latérale de la maille hexagonale en orientation ΓK . a) Maille déformée par contraction, b) Maille non-déformée, c) Maille déformée par étirement.

La figure 1 b) correspond au guide W5 non déformé. Les cercles blancs représentent les 5 rangées de trous omises pour réaliser le guide d'onde. La figure 1 a) ainsi que la figure 1 c) représentent la maille déformée, respectivement contractée et étirée. Le facteur de remplissage en air varie inversement proportionnellement à la déformation car la taille des trous reste constante.

Afin de conserver la symétrie latérale du guide, nous avons choisi l'option d'appliquer également la déformation sur les rangées de trous omises. Ainsi, la largeur du guide est elle aussi fonction de la déformation.

III.1.2. Influence de la déformation sur les diagrammes de dispersion

Dés qu'il y a déformation de la maille, la géométrie initiale du guide est rompue. Cette nouvelle géométrie est alors caractérisée par un diagramme de dispersion qui lui est propre.

La figure 2 et la figure 3 présentent respectivement l'évolution des diagrammes de dispersion de guides W5 en fonction de la déformation pour les géométries carrées et hexagonales. La figure 2 montre le diagramme de dispersion d'un guide W5 à maille carrée avec, à gauche, le diagramme de dispersion correspondant à la déformation de -10% et, à droite, le diagramme de dispersion de ce même guide déformé de +10%. La même approche est présentée sur la figure 3 dans le cas du guide W5 à maille hexagonale en orientation ΓK .

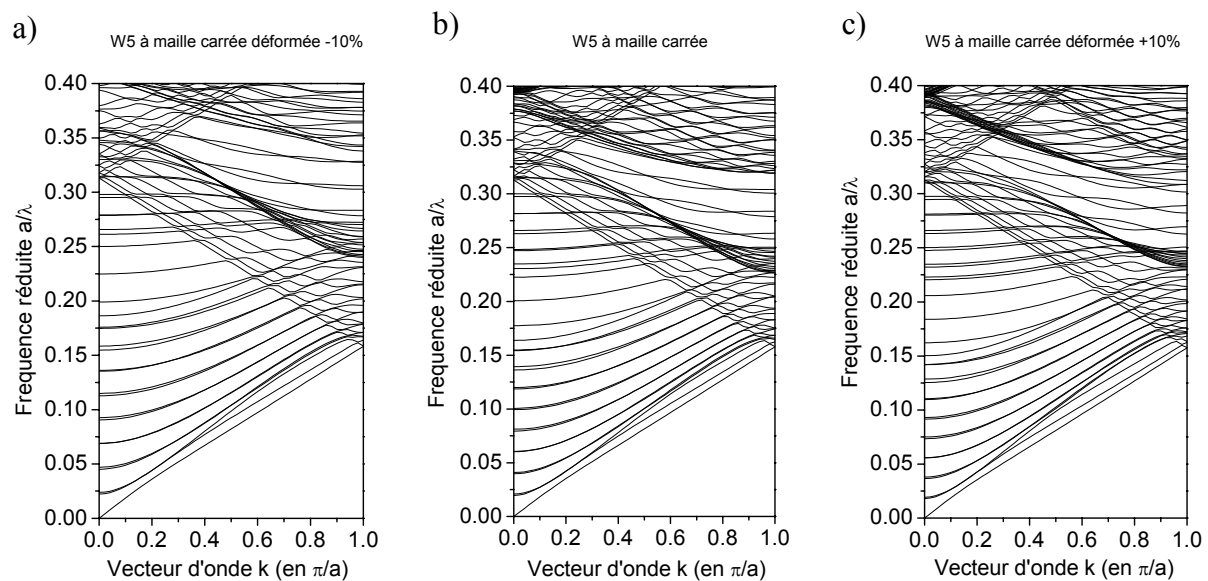


figure 2 : Diagrammes de dispersion d'un W5 à maille carrée : a) maille contractée de -10%, b) maille sans déformation, c) maille étirée de +10%.

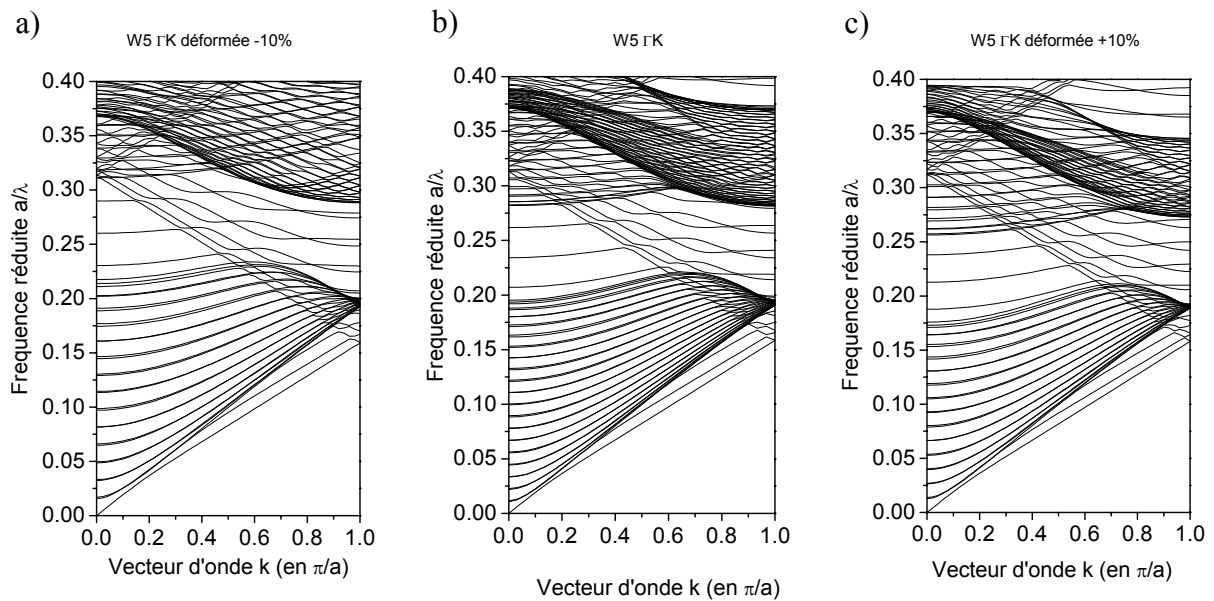


figure 3 : Diagrammes de dispersion d'un guide W5 à maille hexagonale en orientation ΓK : a) maille contractée de -10%, b) maille sans déformation, c) maille étirée de +10%.

Ces diagrammes de dispersion, tracés sur la première zone de Brillouin pour des valeurs de fréquences réduites inférieures ou égales à 0.4, montrent tout d'abord une certaine continuité en fonction de la déformation. A première vue, les différences entre le guide initial, qu'il soit à maille carrée ou à maille hexagonale en orientation ΓK , et les guides à mailles déformées ne sont pas flagrantes. Toutefois ces différences existent. La logique d'évolution des diagrammes de dispersion est la même sur la maille carrée déformée et sur la maille ΓK déformée. Cependant, elles sont plus facilement observables sur la figure 3 que sur la figure 2 en raison de la large BIP de la maille hexagonale en orientation ΓK .

Les modes du guide sont très peu sensibles à la déformation. Par exemple, le second point de repliement du mode fondamental du guide W5 ΓK évolue de 0.3128 à 0.3121 pour les déformations de -10% à +10%, en passant par 0.3124 pour le guide non déformé.

Les autres modes, c'est-à-dire les modes s'étalant sur l'ensemble du cristal sont beaucoup plus sensibles à la déformation. Ces modes du cristal évoluent sous forme de nappes dans le diagramme de dispersion. Sur la figure 3, les "nappes" du W5 ΓK sont facilement repérables, ce sont elles qui définissent la bande interdite photonique. Avec des déformations positives, ces nappes de modes ont tendance à descendre dans le diagramme de bande. Ainsi, pour une déformation de +10%, la BIP en $k = 0$ est comprise environ entre 0.175 et 0.255 alors que, pour une maille non-déformée, elle est comprise entre 0.19 et 0.28. De la même façon, dans

les cas de déformations négatives, ces modes ont tendance à s'élever dans le diagramme de dispersion. La déformation de -10% du guide W5 Γ K montre clairement une remontée des modes du CP. En $k = 0$, ils remontent à hauteur du 2^{ème} point de repliement du mode fondamental.

Les modes du cristal s'étendent sur l'ensemble du cristal et "voient" donc l'ensemble de la déformation, c'est pourquoi ils sont très sensibles à cette dernière. Au contraire, les modes du guide d'onde sont en général confinés à l'intérieur du guide et ils ne s'étendent que très peu dans le cristal, par conséquent le recouvrement réel du mode avec la maille déformée est très faible. C'est pourquoi l'influence de la déformation sur ces modes-ci est faible, ils "perçoivent" davantage la déformation comme une variation locale et faible de l'indice effectif.

En résumé :

La déformation latérale est une déformation du cristal perpendiculaire à l'axe longitudinal du guide d'onde. Nous utiliserons plus particulièrement cette déformation sur des guides W5 à maille carrée ou W5 à maille hexagonale en orientation Γ K. Sur ces structures, les modes du guide d'onde sont peu sensibles à la déformation alors que les modes du CP sont plus fortement influencés.

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons tout d'abord la faible sensibilité des modes du guide à la déformation pour sélectionner finement une longueur d'onde d'émission. Puis nous essayerons de déformer suffisamment la maille du guide W5 Γ K pour mener le 2^{ème} point de repliement au cœur de la BIP dans le but de conférer au mode les caractéristiques d'émission de type DFB tout en travaillant dans la bande interdite.

III.2. Sélection fine de la longueur d'onde d'émission

Dans cette partie, nous présentons en détail l'influence de la déformation latérale sur la longueur d'onde d'émission. L'étude concerne d'abord une déformation basée sur une maille carrée puis une déformation basée sur une maille hexagonale.

III.2.1. Définition des structures

Les barrettes dédiées à la réalisation de la sélection fine de la longueur d'onde ont été réalisées en même temps, et sur la même plaque épitaxiale, que les lasers à émission de type DFB étudiés au chapitre 2. Par conséquent, nous n'en connaissons pas encore les résultats expérimentaux au début de notre étude et notre choix s'est porté sur les structures à guide d'onde large que nous pensions avoir la plus grande probabilité de fonctionner. Nous avons donc étudié des guides d'onde W5 à maille carrée ainsi que des guides W5 à maille hexagonale en orientation ΓK fonctionnant au 2^{ème} point de repliement. Leur période et leur diamètre des trous sont conservés par rapport au chapitre précédent. Au niveau de la configuration de la cavité, nous avons retenu le guide de 370 μm de long délimité par 15 μm de propagation libre avant le clivage pour limiter la réinjection dans le guide de l'onde réfléchi par la facette clivée. Cette structure est rappelée sur la figure 4.

L'étude a été menée dans le but de réaliser des barrettes de 16 lasers où le laser central est constitué d'un guide standard, soit W5 à maille carrée, soit W5 ΓK , et les autres lasers de la barrette sont des lasers à maille déformée. La déformation est calculée afin d'obtenir continûment un espacement spectral de 0.4nm entre deux lasers contigus de la barrette.

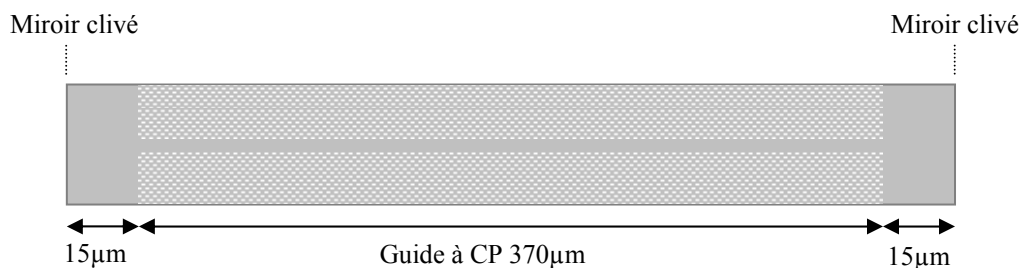


figure 4 : Schéma de principe de la structure des lasers : au centre le guide à CP de 370 μm de long, aux deux extrémités 15 μm de propagation libre avant le miroir clivé.

III.2.2. Déformation du guide W5 à maille carrée

Dans cette partie, nous étudions la déformation latérale appliquée à un guide W5 à maille carrée. Dans un premier temps, la simulation est utilisée pour définir l'influence de la déformation sur les modes guidés et, en particulier, sur la position du second point de repliement qui permet de définir les paramètres de maille à réaliser. A cette occasion, l'évolution du facteur de couplage des modes guidés est considérée. A la fin de cette section, nous nous intéressons à l'interaction des modes du CP, dont la position est fortement influencée par la déformation, avec les modes du guide dont l'évolution est plus lente. Dans un second temps, les résultats expérimentaux sont présentés puis discutés et analysés avec l'appui de la simulation.

III.2.2.1. Simulation

Nous étudions l'effet de la déformation au second point de repliement, dans le but de réaliser des lasers espacés spectralement de 0.4nm et ayant un fort SMSR. En effet, d'après les résultats obtenus au chapitre 2, travailler au second point de repliement permet une émission de type DFB avec un fort SMSR si toutefois l'émission est monomode.

III.2.2.1.1. *Evolution de la position des modes guidés*

L'analyse des diagrammes de dispersion des figures 2 et 3 a mis en évidence la faible influence de la déformation latérale sur les modes guidés.

Aussi, pour quantifier cette influence plus précisément, nous avons déterminé par simulation FDTD la position du second point de repliement en fonction de la déformation. Nous avons considéré des déformations α comprises entre 0.8 et 1.23. Le diamètre des trous du CP est resté constant durant ces déformations, il est fixé à 299nm. Ceci implique que le facteur de remplissage est modifié par la déformation, il est égal à $0.3/\alpha$.

La figure 5 représente l'évolution des modes guidés en bord de bandes, en $k = 0$, pour des fréquences réduites comprises entre 0.31 et 0.325. Nous pouvons y voir l'évolution, au second point de repliement, des modes dégénérés "n" et "v" des modes : fondamental, latéral 1 et

latéral 2. Nous rappelons que les modes notés "n" et "v" ont été définis au chapitre 1 et correspondent respectivement aux modes présentant un nœud, un ventre, aligné avec l'axe transverse au guide passant par les trous les plus proches situés de part et d'autre de ce guide.

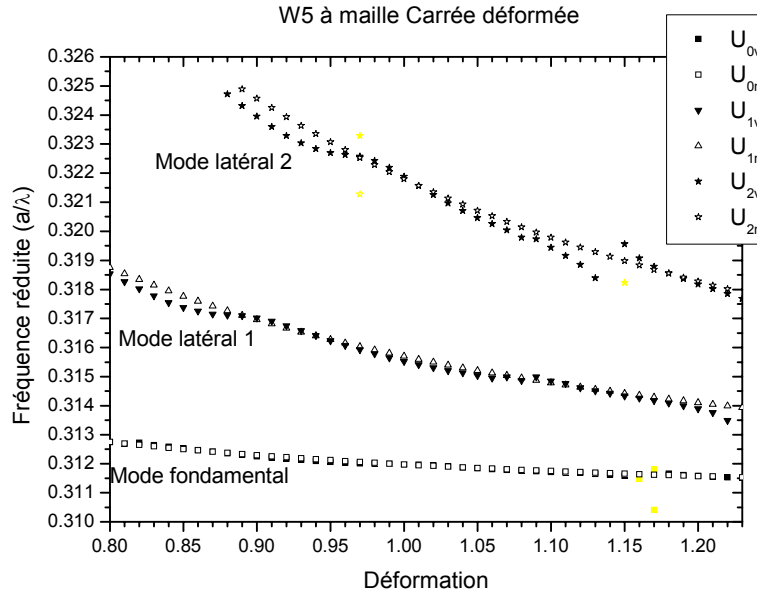


figure 5 : Evolution de la position des modes guidés, en $k = 0$, en fonction de la déformation d'un guide W5 à maille carrée.

Malgré la rupture de symétrie due à la déformation latérale, nous n'observons aucune singularité particulière proche du cas non déformé.

Cependant, les modes ne présentent pas tous la même sensibilité à la déformation latérale. En effet, la figure 5 montre clairement que le mode fondamental est moins sensible que le mode latéral 1 ou que le mode latéral 2. Ainsi, pour des déformations du cristal à maille carrée de 0.8 à 1.23, la position du second repliement du mode fondamental évolue de 0.3127 à 0.3115 quand la position du mode latéral 1 évolue de 0.3187 à 0.3135. Le mode latéral 2 n'est visible que pour des déformations comprises entre 0.89 et 1.23 où son second point de repliement évolue de 0.3248 à 0.3177. Sur cette plage, son évolution est 7.5 fois plus importante que celle du mode fondamental.

La faible influence de la déformation latérale sur le mode fondamental, ainsi que la continuité de l'effet lié à la déformation, sont les comportements-clés qui nous permettent d'envisager une sélection fine de la longueur d'onde par ingénierie de la maille.

III.2.2.1.2. Evolution du couplage des modes dégénérés

La représentation de l'influence de la déformation latérale de la figure 5 apporte un nouveau point de vue sur les modes guidés dans les CP. Notamment cette représentation met en avant la différence entre les deux modes dégénérés "n" et "v". En effet, un des deux modes dégénérés a une évolution qui semble linéaire, quant à l'autre, il a une évolution plus chaotique.

Ces deux modes dégénérés s'éloignent, se rapprochent, se croisent faisant ainsi varier leur facteur de couplage. Comme on l'a vu précédemment, au point de repliement, ce facteur est proportionnel à l'écart en fréquence réduite entre les modes dégénérés, ΔU . Or cet écart ΔU évolue en fonction de la déformation latérale.

A partir des résultats précédents, nous avons extrait la valeur absolue de cet écart ΔU et l'avons reporté sur la figure 6 en fonction de la déformation.

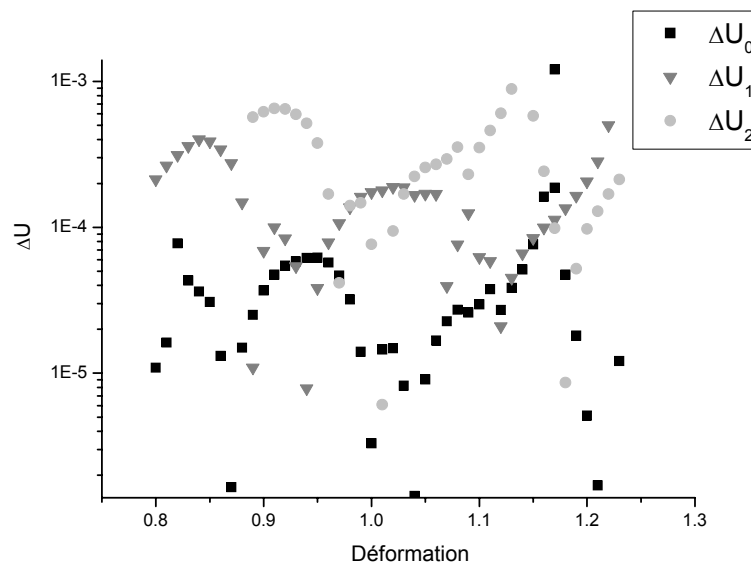


figure 6 : Ecart ΔU entre les modes dégénérés du mode fondamental ΔU_0 , du mode latéral 1 ΔU_1 et du mode latéral 2 ΔU_2 .

Sur la plage de déformation d'étude, il apparaît qu'en moyenne les modes d'ordre élevé possèdent un plus grand écart ΔU et par conséquent possèdent un facteur de couplage plus élevé. Ceci peut être expliqué intuitivement par le fait qu'un mode d'ordre élevé a tendance à avoir une extension spatiale plus importante, il a donc une interaction plus forte avec les bords du guide d'onde.

Pour chaque mode il existe des points singuliers où ΔU est nul, ou bien, au contraire, où ΔU est très important ce qui correspond au couplage de l'un des deux modes dégénérés avec un mode du CP.

III.2.2.1.3. Evolution du couplage entre les modes guidés et les modes du cristal photonique.

Nous venons de voir l'influence de la déformation sur l'évolution des modes guidés. De plus, nous avons vu précédemment que les modes du CP sont eux aussi largement influencés par la déformation. Ici, nous analysons plus en détail l'interaction de ces modes du CP avec les modes guidés, en fonction de la déformation.

Les modes étendus sur l'ensemble du CP sont naturellement plus sensibles à la déformation que les modes du guide d'onde. La figure 7 illustre l'effet de la déformation sur ces différents modes à proximité du 2^{ème} point de repliement des modes guidés. Ces deux diagrammes de dispersion ont été calculés pour des déformations très proches, de 1.16 et 1.17. Ces dernières ont peu d'effet sur les modes du guide mais un effet important sur le mode du CP. En effet, sur la figure 7 nous pouvons clairement observer la forte baisse en fréquence réduite de la position du mode du CP alors que la position des modes guidés n'a quasiment pas évolué.

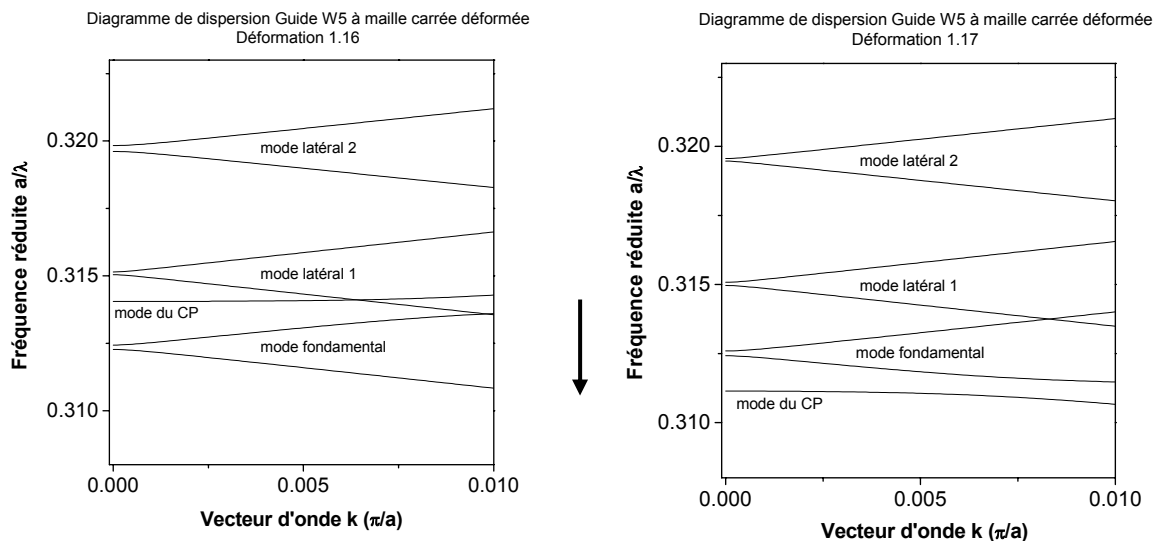


figure 7 : Diagrammes de dispersion, à proximité du second point de repliement, d'un guide W5 à maille carrée déformée : a) déformation de 1.16, b) déformation de 1.17.

Au cours de cette baisse en fréquence réduite, le mode du CP va croiser différents modes du guide créant ou non des couplages avec ceux-ci. Sur la figure 8, il a été représenté l'évolution des modes, à $k=0$, en fonction de la déformation latérale. Cette figure est tracée à partir des résultats obtenus par simulation FDTD. Ainsi, on peut observer l'évolution des différents modes en bord de zone de Brillouin. Le mode du CP présente des couplages avec un des deux modes dégénérés des modes fondamental et latéral 2, mais aucun couplage avec les modes dégénérés du mode latéral 1.

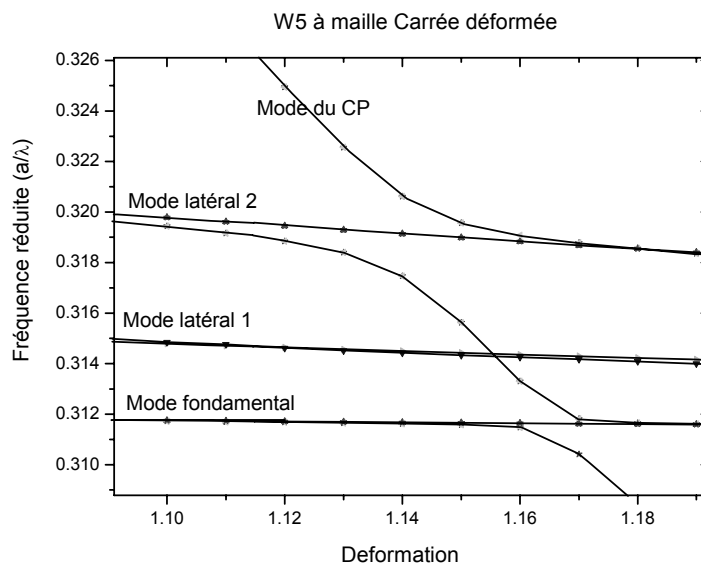


figure 8 : Représentation de la position des modes, en $k = 0$, en fonction de la déformation latérale d'un guide W5 à maille carrée

Ainsi le couplage du mode du CP ne peut se réaliser qu'avec certains modes. Tout d'abord, il semble que la parité latérale du mode du CP soit opposée à celle du mode latéral 1. Leur intégrale de recouvrement est nulle, il ne peut y avoir couplage entre les modes. C'est pourquoi le mode se couple uniquement avec des modes de parités latérales paires (0 et 2). Cependant, même sur les modes pairs, un seul des deux modes DFB "v" ou "n" peut se coupler avec le mode du CP. Pourquoi ?

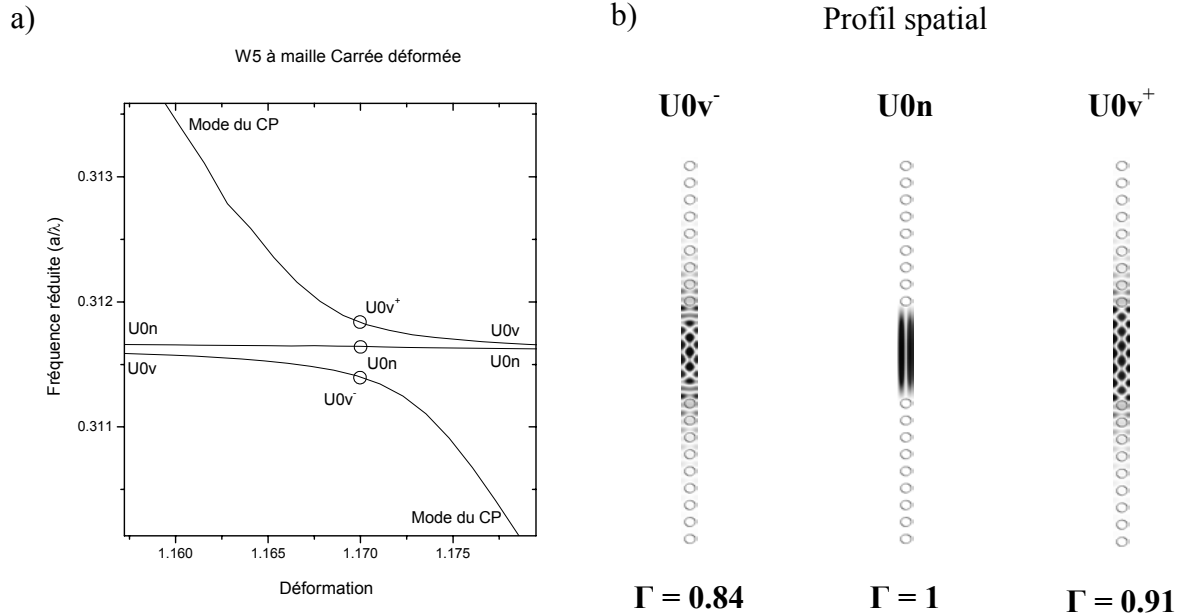


figure 9 : En $k=0$, évolution de l'interaction entre un mode du CP et les modes DFB U_{0n} et U_{0v} du mode fondamental en fonction de la déformation du guide W5 à maille carrée. Les profils spatiaux des modes entourés sur la figure a) sont représentés sur la partie droite et leur facteur de confinement est indiqué.

La réponse à cette question réside dans le profil spatial (longitudinal) du mode. En effet, les modes "v" et "n" sont issus du même mode latéral mais n'ont pas le même profil longitudinal. En regardant de plus près l'évolution du couplage du mode CP avec le mode fondamental (figure 9), il apparaît que le mode du CP se couple uniquement avec le mode de type "v", $0v$. En effet, les profils spatiaux des modes propres de la structure, calculés par la méthode des ondes planes, montrent que seul le mode $0v$ se couple avec le mode du cristal. Le mode de type "n", $0n$ n'est quant à lui pas du tout perturbé par le mode du CP.

De la même façon que ce mode du cristal peut seulement se coupler avec les modes ayant une certaine parité latérale, nous observons qu'il ne peut se coupler qu'avec des modes ayant une certaine parité longitudinale. Toutefois, nous rajouterons qu'un mode du CP sur deux possède une parité latérale paire et l'autre moitié une parité latérale impaire, mais ils ont toujours une parité longitudinale correspondant avec les modes de type "v". Ceci peut s'expliquer par le fait que le maximum du champ des modes du cristal se trouve là où l'indice du matériau est le plus élevé, c'est-à-dire préférentiellement entre les trous du CP. Par conséquent, de par la définition du mode de type "n" au 2^{ème} point de repliement, il ne peut pas y avoir couplage de ce mode avec un mode du CP.

En se couplant avec les modes du CP, les modes de type "v" se déconfinent dans le cristal. En effet, le confinement du mode à l'intérieur du guide est fortement diminué lors du couplage avec le mode du CP, passant de valeurs proches de 1 à des valeurs de seulement 0.8 (figure 9). Les modes de type "n", quant à eux, restent très confinés car ils ne subissent pas de couplage. Les facteurs de confinement calculés sur la figure 9 correspondent à l'intensité du mode à l'intérieur du guide divisé par l'intensité totale du mode, la largeur du guide étant définie par la distance entre les centres des trous bordant de part et d'autre le guide.

En résumé :

La déformation latérale nous a offert un nouveau point de vue sur l'interaction entre les modes guidés et les modes du CP.

Cela nous a permis d'observer une différence fondamentale entre les deux modes DFB "n" et "v". En effet, nous avons pu démontrer qu'au 2^{ème} point de repliement, seul le mode "v" peut se coupler avec les modes du CP. Cela provoque un déconfinement important du mode "v" tandis que le mode "n", insensible aux modes du cristal, reste parfaitement confiné.

III.2.2.2. Résultats expérimentaux

A partir des résultats de simulation, nous avons conçu et réalisé une barrette de 16 lasers constituée de guides W5 à maille carrée déformée. Nous nous sommes basés sur le guide W5 à maille carrée non déformée étudiée au chapitre 2. Nous avons donc fixé le paramètre de maille a à 484nm et le diamètre des trous à 299nm. En considérant l'émission sur le mode fondamental, nous avons montré théoriquement (figure 5) que la déformation doit être incrémenté de $\pm 2.9\%$ entre chaque laser, soit une variation de la maille perpendiculaire b de 14nm pour obtenir des émissions espacées spectralement de 0.4nm. La barrette comporte ainsi 16 lasers déformés latéralement de -20% à +23% par pas de 2.9%.

Les lasers de la barrette ont été testés sous pompage électrique en régime pulsé. Les structures dont la déformation est supérieure à 0.9 (déformations comprises entre -10% et +23%), ont émis de façon DFB. Les autres structures ayant une maille plus contrainte n'ont pas fonctionné.

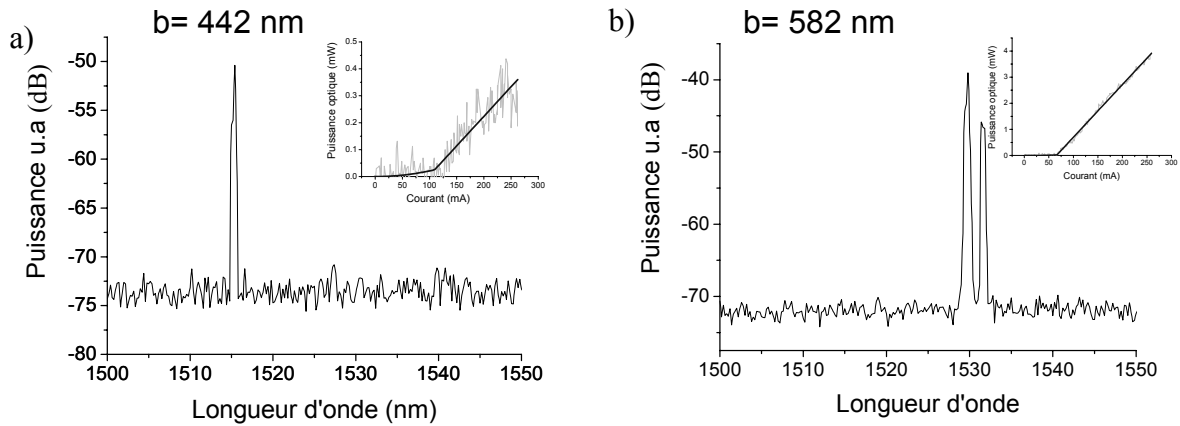


figure 10 : Spectre d'émission de lasers W5 à maille carrée déformée sous pompage électrique en régime pulsé avec, en encart, la caractéristiques puissance-courant. a) déformation de 0.91 (a = 484nm et b = 442nm). b) déformation de 1.2 (a = 484nm et b = 582nm). Spectres en échelle logarithmique.

Les spectres ainsi que les caractéristiques $P(I)$ de deux lasers de la barrette sont représentés sur la figure 10 a) et b). L'un correspond à une maille carrée déformée de 0.91, soit un paramètre de maille $b = 442\text{nm}$, son émission est de type DFB monomode à 1515.4nm et son SMSR est supérieur à 20dB. Quant au second laser figurant sur la figure 10 b), il correspond à une maille carrée déformée de 1.2, soit un paramètre de maille b égal à 582nm . Son émission est de type DFB bi-mode dont les pics sont situés à 1529.8nm et 1531.4nm . De fait, nous observons d'une part une variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la déformation et, d'autre part, l'émission de type DFB est soit monomode, soit bi-mode en fonction de cette même déformation.

La figure 11 récapitule la longueur d'onde d'émission des pics de chaque laser. La longueur d'onde d'émission centrale du ou des pics DFB y a été représentée en fonction du paramètre de maille b , la valeur de la déformation latérale correspondante est également indiquée.

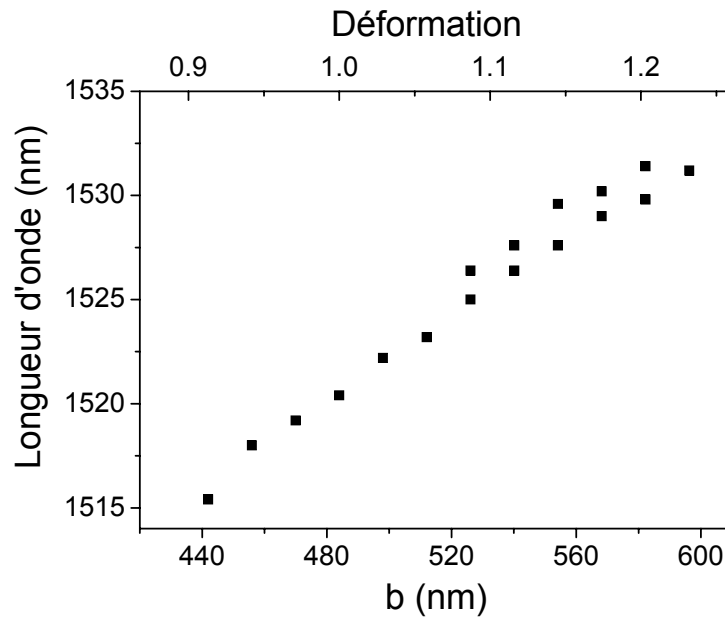


figure 11 : Position des pics des spectres d'émissions DFB de guides W5 à mailles carrées déformées. ($a=484\text{nm}$)

Dans le chapitre 2, nous avons vu que les lasers W5 à maille carrée de cette même configuration émettaient indifféremment de façon DFB, sur le mode fondamental, ou sur le mode latéral 1. Ici, nous observons que le laser non déformé de la barrette émet à 1520nm, c'est-à-dire sur le mode latéral 1. Compte tenu des longueurs d'onde d'émission des autres lasers de la barrette, il semble qu'ils fonctionnent aussi sur le mode latéral 1. Cette hypothèse se confirme également par l'évolution linéaire de la longueur d'onde d'émission en fonction de la déformation. Sur la plage de déformation de 0.91 à 1.23 (b respectivement égal à 442nm et 596nm), la longueur d'onde évolue linéairement de 1515.4nm à 1531.2nm, ce qui correspond à une variation de $\Delta\lambda/\Delta b$ égale à 0.10 ± 0.01 . Cette valeur est en bon accord avec la pente théorique $\Delta\lambda/\Delta b$ de l'évolution du mode latéral 1 qui est égale à 0.09, alors que la pente théorique $\Delta\lambda/\Delta b$ du mode fondamental est égale à 0.027.

L'écart spectral entre lasers adjacents de 1.4nm est loin des 0.4nm escomptés, cela est dû au fonctionnement laser sur le mode latéral 1. En effet, en raison de sa légère extension dans le CP celui-ci est plus sensible à la déformation latérale que le mode fondamental.

D'autre part, en analysant plus finement la figure 11, l'émission est monomode à l'exception des déformations comprises entre 1.09 et 1.20 pour lesquelles l'émission est bi-mode. Pour ces déformations, les deux modes dégénérés (v et n) du mode latéral 1 apparaissent.

III.2.2.3. Analyse du fonctionnement

Les résultats expérimentaux ont montré la sélection en longueur d'onde réalisée à partir de la déformation latérale de la maille carrée. Cependant, la longueur d'onde d'émission ainsi que la sensibilité à la déformation prouve que le mode émis est le mode latéral 1. Pourquoi ? D'autre part, y a-t-il une raison particulière pour laquelle certaines déformations ont une émission de type DFB monomode et d'autres bi-mode ?

Sur les lasers W5 à maille carrée non déformée, le mode fondamental est centré à 1540nm, plus proche du maximum du gain des puits quantiques que le mode latéral 1 centré à 1520nm. Pourtant, le mode émis des structures étudiées ici est le mode latéral 1. Une hypothèse de réponse précédemment avancée réside dans le facteur de couplage. En effet, nous avons vu précédemment que κ est plus élevé pour les modes latéraux d'ordres élevés. Par conséquent, celui-ci est plus favorable au mode latéral 1. Ici, nous développons une seconde hypothèse en comparant les pertes relatives aux modes fondamental et latéral 1.

A l'aide d'une simulation FDTD 2D, nous avons calculé le taux de décroissance temporel ($1/\tau$) des modes au point de repliement pour chaque déformation. Ce taux de décroissance est l'inverse du temps de vie du mode à l'intérieur de la cavité. Il quantifie les fuites du mode à l'extérieur de la cavité en fonction du temps. Remarquons que la simulation est seulement à deux dimensions, nous ne prenons donc pas en compte les fuites du mode hors du plan mais seulement celles dans le plan. Le temps de vie est calculé en unité normalisée par rapport à $\frac{a}{c}$, soit dans notre cas un facteur multiplicatif de $1.6 \cdot 10^{-15}$ doit être appliqué pour obtenir le temps de vie en seconde.

Les taux de décroissance des modes dégénérés du mode fondamental ainsi que du mode latéral 1 sont représentés sur la figure 12. En raison de la précision de calcul, au-dessous de la valeur de 10^{-14} , la valeur du taux de décroissance du mode n'est pas significative.

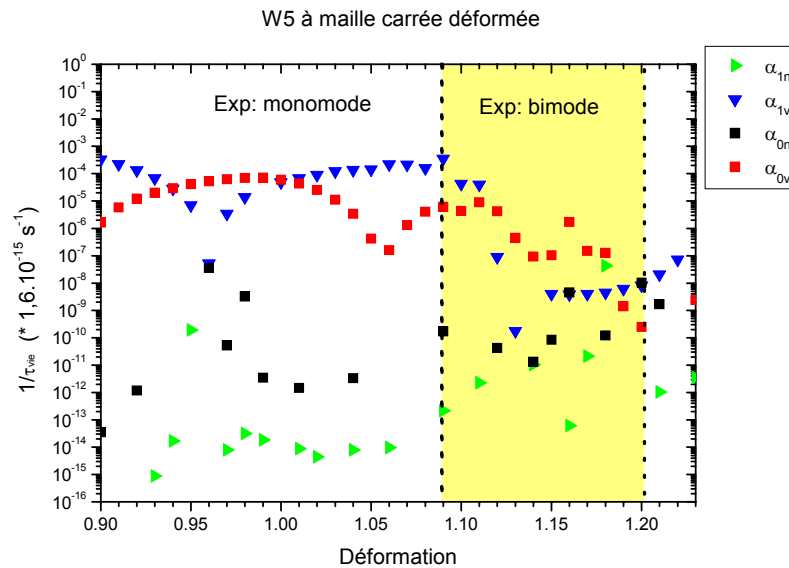


figure 12 : Variation du taux de décroissance des modes dégénérés du mode fondamental (carrés noirs et rouges) ainsi que du mode latéral 1 (triangles verts et bleus) en fonction de la déformation latérale de la maille d'un guide W5 à maille carrée.

Pour chacun des modes latéraux, que ce soit le mode fondamental ou bien le mode latéral 1, un seul des deux modes dégénérés possède de faibles pertes. Ces modes dégénérés sont les modes de type "n", leurs profils spatiaux présentent un nœud centré sur l'axe des trous du cristal. Nous avons vu précédemment que ces modes longitudinaux ne se couplent pas avec les modes du cristal.

D'autre part, il apparaît que le mode 1n, présente des pertes de 2 à 3 ordres de grandeur inférieures aux autres modes, excepté pour une zone de déformations où la différence tend à se réduire. Ce faible niveau de décroissance du mode dégénéré 1n peut expliquer l'émission monomode du mode latéral 1 observée expérimentalement.

De plus, à cela, se rajoute l'hypothèse sur le coefficient de couplage qui favorise aussi l'émission sur le mode latéral 1 au détriment du mode fondamental.

La plage de déformations élevées dans laquelle les modes ont des pertes comparables correspond au fonctionnement DFB bi-mode observé expérimentalement (zone jaune). Ceci tend à expliquer pourquoi les deux modes dégénérés ne s'établissent ensemble que pour ces déformations. Toutefois, il faut noter que ces simulations 2D négligent les pertes hors du plan qui peuvent s'avérer être différentes pour le mode fondamental et le mode latéral 1. Des simulations FDTD 3D très lourdes et délicates à mettre en œuvre, pourraient en donner une meilleure estimation.

Par ailleurs, on peut noter que l'on retrouve le décalage entre les positions expérimentales et théoriques des modes dû à la modification de l'indice effectif des couches entre les plaques tests et celles des dispositifs.

En résumé :

La déformation latérale permet d'obtenir une sélection de la longueur d'onde d'émission. Nous avons réalisé une barrette de lasers permettant d'obtenir théoriquement une variation de l'émission de $\Delta\lambda = 0.4\text{nm}$ pour une variation du pas latéral de 14nm . Cependant, les lasers n'ont pas fonctionné sur le mode fondamental mais sur le mode latéral 1. La sensibilité à la déformation étant plus importante pour ce mode, nous avons obtenu $\Delta\lambda = 1.4\text{nm}$ entre chaque laser soit $\Delta\lambda_{\text{exp}}/\Delta b = 0.1$ ce qui est en bon accord avec la sensibilité théorique du mode latéral 1 $\Delta\lambda_{\text{th}}/\Delta b$ égal à 0.09 .

Nous avons pu identifier deux origines au fonctionnement laser sur le mode latéral 1. Le facteur de couplage du mode latéral 1 est plus élevé que pour le mode fondamental, et l'un des deux modes dégénérés du mode latéral 1 possède de très faibles pertes, inférieures à celles des autres modes, excepté sur une plage de déformations comprise entre 1.09 et 1.20 .

D'autre part, la déformation latérale nous a permis de mieux appréhender le couplage entre modes. Au 2^{ème} point de repliement, les modes latéraux (fondamental, latéral 1, etc...) possèdent deux modes longitudinaux, nous les avons souvent appelés modes dégénérés dans ce manuscrit. Nous avons pu montrer que, de par leur répartition spatiale, un seul de ces deux modes dégénérés, le mode v , peut se coupler avec les modes du CP. Le mode non couplé, le mode n , est mieux confiné dans le guide et ses pertes sont généralement plus faibles que pour l'autre mode. Par conséquent, les guides CP à mailles carrées déformées présentent des plages de déformation qui privilégient intrinsèquement l'émission DFB monomode.

III.2.3. Déformation du guide W5 Γ K

Nous venons de réaliser une sélection de la longueur d'onde d'émission sur un laser de type W5 à maille carrée, à l'aide de la déformation latérale. Dans cette partie, nous proposons de réaliser cette même déformation sur un laser de type W5 Γ K afin d'étudier, là aussi, les possibilités de sélection de la longueur d'onde d'émission. Les paramètres nécessaires à l'obtention d'une sélection fine de 0.4nm, entre deux lasers adjacents, seront identifiés. Ensuite, en se basant sur le guide W5 Γ K étudié dans le chapitre 2 ($a = 485\text{nm}$), nous réalisons et étudions une barrette de 16 lasers à maille déformée de type W5 Γ K. Enfin, cette partie se terminera sur une discussion des résultats expérimentaux présentés.

III.2.3.1. Simulation

En début de ce chapitre, nous avons constaté sur la figure 2 et la figure 3, la faible influence de la déformation sur les modes guidés. Dans cette partie, nous quantifions l'évolution de ces modes guidés au second point de repliement. Les résultats présentés sur la figure 13 sont calculés par FDTD.

La déformation α simulée est comprise entre 0.85 et 1.15. Le diamètre des trous n'a pas évolué durant la déformation, il est resté fixé à 279nm. Comme précédemment, ceci implique que le facteur de remplissage est modifié par la déformation, il est égal à $0.3/\alpha$. Seuls les modes dont le repliement se situe entre 0.311 et 0.321 ont été tracés afin de rester focalisé sur le repliement des principaux modes guidés : le mode fondamental et le mode latéral 1.

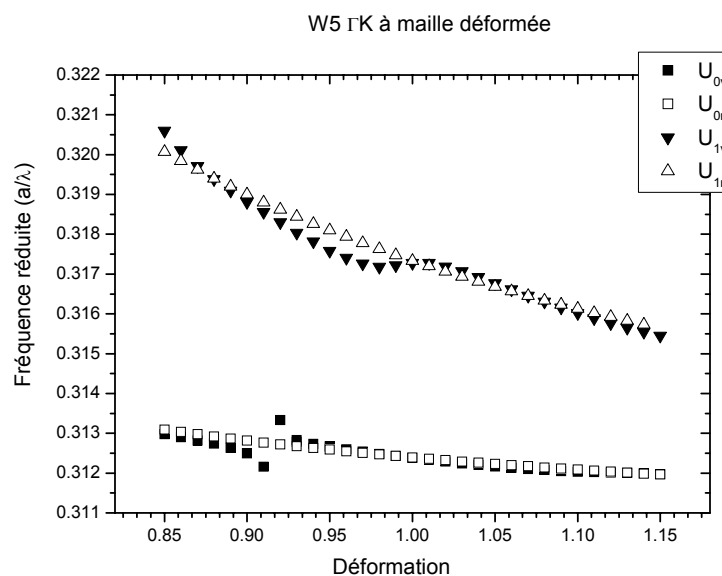


figure 13 : Evolution de la position des modes, en $k = 0$, en fonction de la déformation d'un guide W5 Γ K.

L'influence de la déformation sur la position du 2^{ème} repliement du mode fondamental et du mode latéral 1 est représentée sur la figure 13. Au point de repliement, ces deux modes possèdent deux modes dégénérés, $0v$, $0n$ et $1v$, $1n$. Les modes $0v$ et $0n$ sont représentés respectivement par des carrés noirs pleins et vides, ils correspondent au mode fondamental. D'après la simulation (figure 13) ces modes sont peu influencés par la déformation de la maille si on excepte les déformations voisines de 0.92. Ainsi, pour des déformations comprises entre 0.85 et 1.15 la position du repliement évolue grossièrement de 0.3131 à 0.3120. Pour la réalisation de lasers espacés spectralement de 0.4nm les uns des autres au voisinage de 1550nm, cela correspond à une déformation de 2.02% entre chaque laser, soit Δb égal à 17nm.

Quant au mode latéral 1, il est beaucoup plus sensible à la déformation car une variation de la déformation de 0.85 à 1.15 implique une variation de la position du point de repliement de 0.3205 à 0.3156.

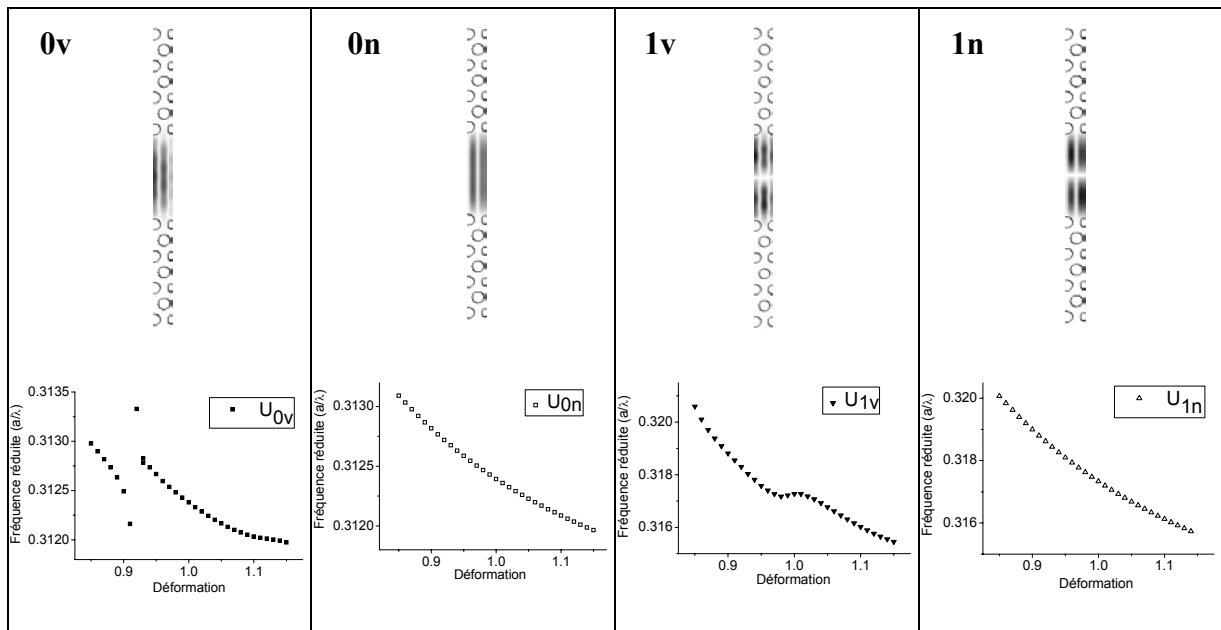


figure 14 : Représentation de l'évolution des modes $0v$, $0n$ et $1v$, $1n$ (au 2ème point de repliement) du guide W5 FK en fonction de la déformation. La répartition spatiale présentée est celle du guide W5 FK non déformée.

De la même façon que pour la déformation latérale de la maille carrée, le facteur de couplage κ est plus élevé pour le mode latéral 1 que pour le mode fondamental. D'autre part, l'effet de la déformation sur les modes de type "n" ($0n$ et $1n$) est très lisse, tandis qu'au contraire les

modes de type "v" ($0v$ et $1v$) ont une évolution plus "chaotique" avec la déformation. L'évolution de chacun de ces modes en fonction de la déformation est tracée sur la figure 14.

L'évolution plus "chaotique" des modes de type "v" est notamment due au couplage avec les modes du CP. Sur la figure 13, ce couplage peut d'ailleurs être observé sur les déformations proche de 0.92, où le mode $0v$ se couple avec un mode du CP. Comme indiqué précédemment, de tels couplages ne peuvent exister dans le cas des modes de type "n", car les modes du CP ont une intégrale de recouvrement nulle avec ceux-ci. C'est pourquoi l'évolution des modes $0n$ et $1n$ est si régulière en fonction de la déformation.

En résumé :

Nous avons étudié la déformation latérale sur la maille hexagonale en orientation ΓK . Elle nous a permis de définir les paramètres nécessaires afin de réaliser des lasers espacés spectralement de 0.4nm. Une déformation de 2.02%, soit une variation de la période perpendiculaire au guide Δb égale à 17nm, entre chaque laser, devrait permettre de modifier leurs émissions selon la valeur recherchée.

De plus, nous avons observé le même phénomène que lors de la déformation de la maille carrée : il existe un comportement différent entre les deux modes dégénérés "v" et "n". A cause de leur profil spatial, les modes de type "n" ne peuvent pas se coupler avec les modes du CP. Cela rend leur évolution très régulière en fonction de la déformation.

III.2.3.2. Résultats expérimentaux

A partir des résultats de simulation, nous avons réalisé deux barrettes de 16 lasers comportant un guide W5 à maille ΓK déformée. Il a été choisi un paramètre de maille a de 485nm (cf chapitre 2) pour l'ensemble des lasers et un paramètre de maille b variant de 17nm entre des lasers adjacents, soit b égal à 721nm pour la maille la plus contractée et 976nm pour la maille la plus étirée. Ces variations du paramètres b correspondent respectivement à des déformations de la maille ΓK de -14% à +16% par pas de 2.02%. Nous noterons que, pour l'ensemble de ces déformations, le diamètre des trous est resté constant à 279nm.

Ces barrettes de lasers ont été testées sous pompage électrique en régime impulsif. La totalité des lasers présents sur la barrette ont émis en régime laser. Sur la barrette, nous avons obtenu plusieurs types d'émissions. Celles-ci peuvent être monomodes, bimodes avec la coexistence des deux pics DFB, voire dans certains cas plus rares de types Fabry-Pérot. Sur la figure 15, nous avons représenté les caractéristiques typiques des émissions DFB observées. Les spectres présentés ont été réalisés sous une polarisation de 150mA.

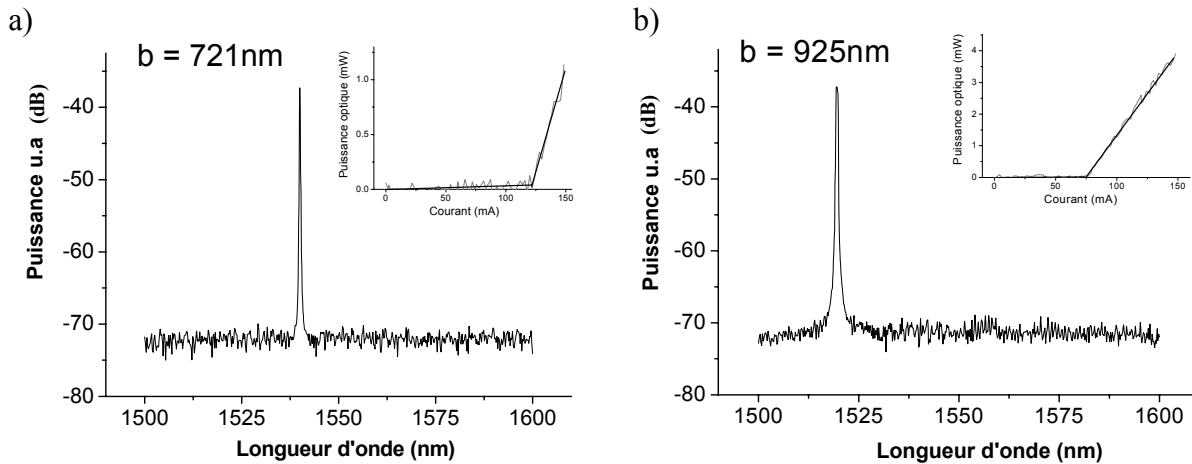


figure 15 : Spectre d'émission de lasers W5 GK à maille déformée sous pompage électrique en régime pulsé avec, en encart, la caractéristique puissance-courant. a) déformation de 0.86 (b = 721nm). b) déformation de 1.10 (b = 925nm).

Le laser dont la caractéristique est présentée sur la figure 15a correspond à une maille GK déformé de 0.86, soit un paramètre b de 721nm. Son seuil laser est relativement élevé à 121mA, ce qui correspond à une densité de courant de seuil égale à $4.7\text{kA}/\text{cm}^2$. Ces valeurs élevées peuvent s'expliquer par la faible largeur du guide qui se réduit à $1.16\mu\text{m}$. Le rendement différentiel est de $0.038\text{W}/\text{A}$, il émet plus de 1mW à 150mA. Son émission est de type DFB monomode à 1540nm avec un SMSR supérieur à 35dB.

Sur la figure 15b est représentée la caractéristique d'un laser correspondant à une déformation de 1.10, soit un paramètre b égal à 925nm. Le seuil laser est égal à 69mA, soit une densité de courant de seuil égale à $2.5\text{kA}/\text{cm}^2$. Le rendement différentiel est de l'ordre de $0.058\text{W}/\text{A}$, il émet 4mW à 150mA. Son émission est de type DFB monomode à 1519.6nm avec un SMSR supérieur à 35dB.

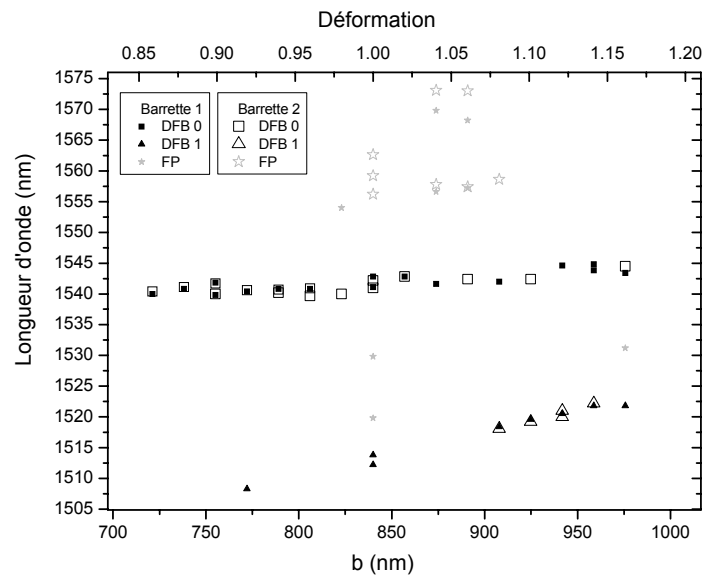


figure 16 : Position des différents pics des spectres d'émission obtenus sur la barrette 1 (symbole plein) et sur la barrette 2 (symbole vide). En carré et triangle, pics d'émissions DFB (respectivement mode fondamental et mode latéral 1). Etoile grise, émissions de type Fabry-Pérot.

La répétitivité des résultats entre les deux barrettes testées est excellente. Les pics lasers obtenus pour un courant de pompe de 150mA, sont représentés sur la figure 16 en fonction du paramètre de maille b du laser ainsi que de la déformation correspondante. Les carrés et les triangles noirs correspondent aux émissions de type DFB et les étoiles grises correspondent à une émission de type Fabry-Pérot. Ainsi, pour un même laser il peut y avoir une ou deux émissions de type DFB en plus d'une émission de type Fabry-Pérot. La barre d'erreur sur le pic laser est inférieure au nanomètre, ce qui est inférieur à la taille du symbole servant à localiser les pics.

En accord avec les résultats du chapitre 2 sur le diagramme de dispersion ainsi que sur l'émission du guide W5 Γ K non déformé, le 2^{ème} point de repliement du mode fondamental se trouve à 1541.4nm et le mode latéral 1 à 1513.9nm. Par conséquent, nous pouvons identifier sur la figure 16 les pics d'émissions DFB correspondant au mode fondamental et ceux correspondant au mode latéral 1. Les pics d'émission de type DFB représentés par des carrés correspondent au mode fondamental et les pics DFB représentés par des triangles correspondent au mode latéral 1. Là encore, on observe le décalage dû à l'indice effectif considéré lors des simulations par rapport aux résultats expérimentaux.

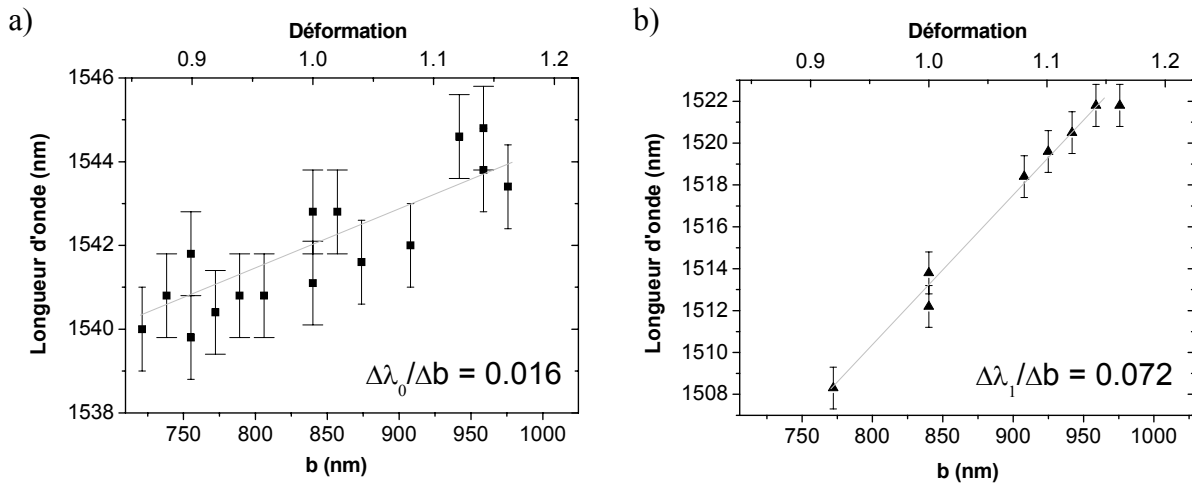


figure 17 : Evolution des pics d'émissions DFB en fonction de la déformation : a) pour le mode fondamental, b) pour le mode latéral 1.

Afin de quantifier l'évolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la déformation latérale, nous avons tracé séparément, sur la figure 17a, les pics provenant du mode fondamental et, sur la figure 17b, ceux provenant du mode latéral 1. Afin de simplifier la lecture, seule l'émission des lasers de la barrette 1 a été reportée sur la figure 17, la barrette 2 n'apportant aucune information supplémentaire.

Les modes dégénérés 0_n ou 0_v présentent une évolution plutôt linéaire en fonction de la déformation du guide W5 Γ K. La variation moyenne de la longueur d'onde entre deux lasers contigus est de 0.27nm, soit en fonction de la variation de la maille b : $\Delta\lambda/\Delta b$ est égale expérimentalement à 0.016 ± 0.003 (0.023 en théorie). Par conséquent, cela permettrait l'obtention de lasers espacés spectralement de 0.4nm pour une variation de maille latérale b de 25nm, moins contraignante, sur le plan technologique, que celle que nous avons appliquée ici. Cela valide le concept de déformation latérale de la maille pour l'obtention de lasers faiblement espacés fréquentiellement. Toutefois, l'émission est loin d'être idéale. En effet, le mode fondamental émet généralement de façon DFB monomode, cependant, pour certaines déformations, cette émission peut être bi-mode. De plus, d'autres modes tels que le mode latéral 1 peuvent s'établir.

L'évolution des modes $1n$ ou $1v$ du mode latéral montre une émission généralement monomode qui révèle une sensibilité de la longueur d'onde d'émission à la maille b de $\Delta\lambda/\Delta b$ égal à 0.072. Cette sensibilité est proche de la valeur théorique de 0.086.

III.2.3.3. Discussion

L'effet de la déformation latérale sur l'évolution de l'émission des lasers à base de guides W5 ΓK est en accord avec la théorie. Cependant, pourquoi certaines déformations de mailles induisent-elles une émission de type DFB sur le mode fondamental et d'autres sur le mode latéral 1 ?

Afin de répondre à cette question, nous allons nous appuyer sur les pertes du mode. La figure 18 représente le taux de décroissance du mode, c'est-à-dire les fuites ou les pertes du mode à l'extérieur du guide. Ces pertes ont été évaluées par une modélisation FDTD 2D, elles correspondent donc aux pertes latérales du guide. Elles sont notées α_{0n} et α_{0v} pour les deux modes dégénérés du mode fondamental et sont représentées respectivement par des carrés vides et pleins. De même, les pertes des deux modes dégénérés du mode latéral 1 sont notées α_{1n} et α_{1v} , et elles sont représentées sur la figure 18 par des triangles vides et pleins.

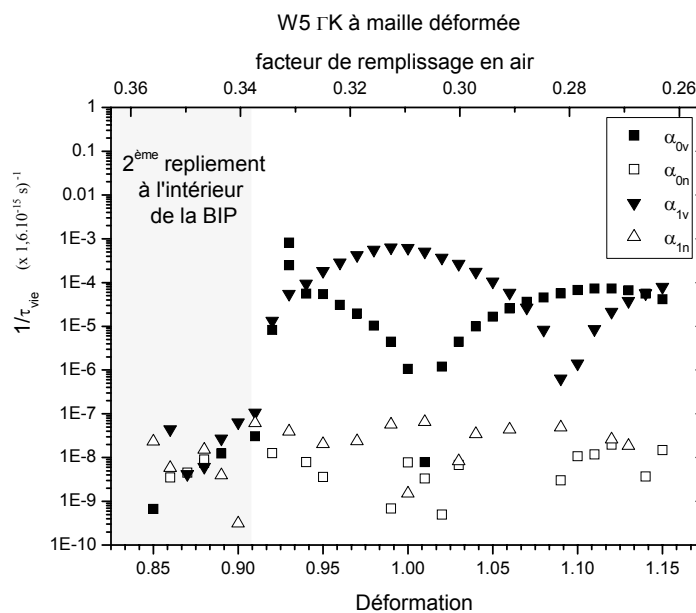


figure 18 : Variation du taux de décroissance des modes dégénérés du mode fondamental (α_{0v} et α_{0n}) ainsi que du mode latéral 1 (α_{1v} et α_{1n}) en fonction de la déformation latérale de la maille d'un guide W5 ΓK . A titre indicatif, le facteur de remplissage est reporté.

A la vue des résultats de la figure 18, les modes de types "n" présentent moins de pertes que les modes de types "v". En effet, pour les déformations comprises entre 0.92 et 1.15 près de 4 ordres de grandeur séparent les pertes de ces deux types de modes. Nous avons vu précédemment que la répartition particulière des modes de type "n" ne permet pas le couplage avec les modes du CP, ce qui limite donc les pertes hors du guide.

Le 2^{ème} repliement du mode fondamental et du mode latéral 1 pénètre à l'intérieur de la BIP pour des déformations inférieures à 0.92. Dans cette zone, les modes "n" et "v" présentent des pertes identiques dû à l'absence de modes du CP. Nous ne nous étendrons pas plus sur cette zone car elle fait l'objet d'une étude détaillée dans la partie suivante.

De plus, en comparant sur la figure 18 les modes $0n$ et $1n$, appartenant respectivement au mode fondamental et au mode latéral 1, on observe que ces deux modes ont des pertes comparables. Par conséquent, du point de vue des pertes, aucun des deux modes n'est à priori avantage pour procurer l'effet laser. Cependant, la zone active utilisée pour réaliser la structure laser a un maximum de gain au-delà de 1550nm. Par conséquent, ce gain privilégie le mode fondamental qui émet à 1540nm plutôt que le mode latéral 1 qui émet à plus basse longueur d'onde. Toutefois, la déformation a pour effet de faire évoluer l'émission du mode latéral. Ainsi, pour les grandes déformations en étirement, l'émission du mode latéral 1 se rapproche du maximum de gain, c'est pourquoi il ne peut émettre que pour ce genre de déformations alors que le mode fondamental a tendance à émettre quelle que soit la déformation.

En résumé :

Nous avons fait la démonstration expérimentale d'une sélection fine de la longueur d'onde d'émission à l'aide de la déformation latérale appliquée à un guide CP de type W5 GK. Cette déformation de $\Delta b = 17\text{nm}$ a permis une variation de longueur d'onde moyenne entre laser de 0.27nm.

De plus, les modes DFB liés au 2^{ème} repliement du mode fondamental et du mode latéral 1 peuvent fonctionner ensemble. Seules les déformations en compression permettent de conserver le mode latéral 1 suffisamment loin du maximum de gain de la zone active pour permettre un fonctionnement uniquement sur le mode fondamental. En outre, due aux pertes latérales du guide, l'émission DFB est principalement monomode.

III.2.4. Conclusion partielle

La réalisation de lasers émettant au voisinage de 1550nm et espacés fréquemment les uns des autres de 50GHz, soit 0.4nm en longueur d'onde, est relativement difficile d'un point de vue technologique. Dans ce cadre, nous avons proposé une déformation de maille du CP rendant possible la réalisation de tels lasers. La déformation utilisée, appelée déformation latérale, consiste à modifier la maille uniquement selon la direction perpendiculaire à l'axe longitudinal du guide.

Nous avons pu démontrer, par simulation, une influence faible mais continue de la déformation sur la position du second point de repliement des modes guidés. Ceci permet, à partir d'une déformation de maille de plusieurs nanomètres, de décaler la longueur d'onde d'émission de quelques dixièmes de nanomètres.

La réalisation de lasers de type W5 Γ K ou W5 carré à mailles déformées a permis de valider expérimentalement le concept. En effet, une matrice de lasers de type W5 Γ K dont la maille perpendiculaire au guide est modifiée de 17nm entre chacun des lasers présente une variation moyenne de l'émission de 0.27nm. Quant au guide à maille carrée, nous avons pu démontrer que son émission correspond au 2^{ème} point de repliement du mode latéral 1. Ce mode est plus sensible à la déformation que le mode fondamental. Pour une variation de la maille perpendiculaire de 14nm, il a été observé une variation moyenne de l'émission entre lasers de 1.4nm.

De plus, la déformation latérale a permis d'appuyer certaines théories sur l'émission des lasers à CP. Notamment, le facteur de couplage κ est généralement plus élevé pour les modes latéraux guidés d'ordres élevés. Mais surtout, nous avons mis en évidence une différence fondamentale entre les deux modes DFB dégénérés. De par leurs répartitions spatiales différentes, l'un peut se coupler avec les modes du cristal et l'autre non. Ceci augmente les pertes latérales du mode couplé et, par conséquent, favorise l'émission DFB monomode. Ainsi, il est possible de choisir une déformation de maille privilégiant ce type d'émission. Bien que ces simulations ne prennent pas en compte les pertes hors du plan, les résultats obtenus expérimentalement sont en bon accord avec les résultats théoriques.

III.3. Optimisation de l'émission laser

III.3.1. Objectif de l'étude

L'ingénierie du CP par déformation de la maille a pour but d'explorer des configurations non permises par les géométries conventionnelles. Nous venons de voir que ces nouvelles configurations peuvent répondre à une problématique de sélection fine de la longueur d'onde. Dans cette partie, notre objectif est la recherche d'une géométrie de CP permettant de situer le second point de repliement au centre de la BIP afin d'améliorer les caractéristiques d'émissions DFB des lasers à CP. Ainsi, nous recherchons à cumuler les avantages du régime DFB, procurés par le repliement du mode, et ceux du fort confinement, procurés par la BIP.

En effet, il a été rapporté une réduction d'un facteur deux de la densité de puissance de seuil et une émission monomode quand le mode laser se replie dans la bande interdite suite à une augmentation de la taille des trous [Checoury 2006].

Nous avons donc choisi d'utiliser la déformation proposée précédemment, pour situer le 2^{ème} point de repliement du mode fondamental à l'intérieur de la BIP.

Après avoir défini les paramètres de la structure à partir de la simulation, nous présentons les résultats expérimentaux suivis de leur analyse. Dans la dernière partie, nous esquissons une confrontation de ces résultats avec les résultats les plus pertinents obtenus précédemment.

III.3.2. Simulation

III.3.2.1. Choix de la structure

Nous nous intéressons ici à trouver une structure à CP où le diagramme de dispersion présente un point de repliement à l'intérieur de la BIP.

La maille hexagonale en orientation ΓK présente une large BIP. De plus, les guides $W_x \Gamma K$ ont le second point de repliement du mode fondamental juste au-dessus de cette BIP. Par conséquent, cette structure est déjà proche de la structure souhaitée. Nous choisissons donc d'utiliser une structure $W_x \Gamma K$ comme base de départ, sur laquelle nous appliquons une

déformation latérale. Les modes du CP étant plus sensibles à cette déformation que les modes guidés, la position de la BIP évolue rapidement en fonction de la déformation alors que le repliement du mode fondamental y est relativement insensible.

Nous avons vu précédemment qu'en appliquant une déformation latérale en compression ($\alpha < 1$), les modes du CP ont tendance à migrer vers des fréquences réduites plus élevées ce qui, dans le cas du ΓK déformé, a tendance à décaler la BIP vers le second point de repliement. Cette déformation "comprime" la maille mais aussi diminue la largeur du guide. Par conséquent, il sera utilisé au cours de la déformation un guide de type W5 afin que la réduction de la largeur du guide n'induisse pas une trop forte réduction de la zone active, ce qui compromettrait l'effet laser.

Les diagrammes de dispersion des guides W5 ΓK déformés ont été tracés à partir de la méthode des ondes planes. Pour le guide W5 ΓK non déformé, la BIP est en dessous du 2^{ème} point de repliement (figure 19). Elle remonte à hauteur du 2^{ème} repliement du mode fondamental pour une déformation de la maille de 0.9 (-10%). Pour des déformations plus importantes le diagramme de dispersion continue à se déformer et la BIP continue à remonter. Le second point de repliement du mode fondamental est alors à l'intérieur de la BIP. Nous avons choisi une déformation en compression de 0.75 (soit -25%) pour réaliser les structures tests. En effet, cette déformation permet un éloignement suffisant entre le mode fondamental et les régions où règne une forte densité de modes du CP (figure 19). Elle devrait donc permettre d'observer s'il existe un effet significatif de la BIP sur l'émission DFB.

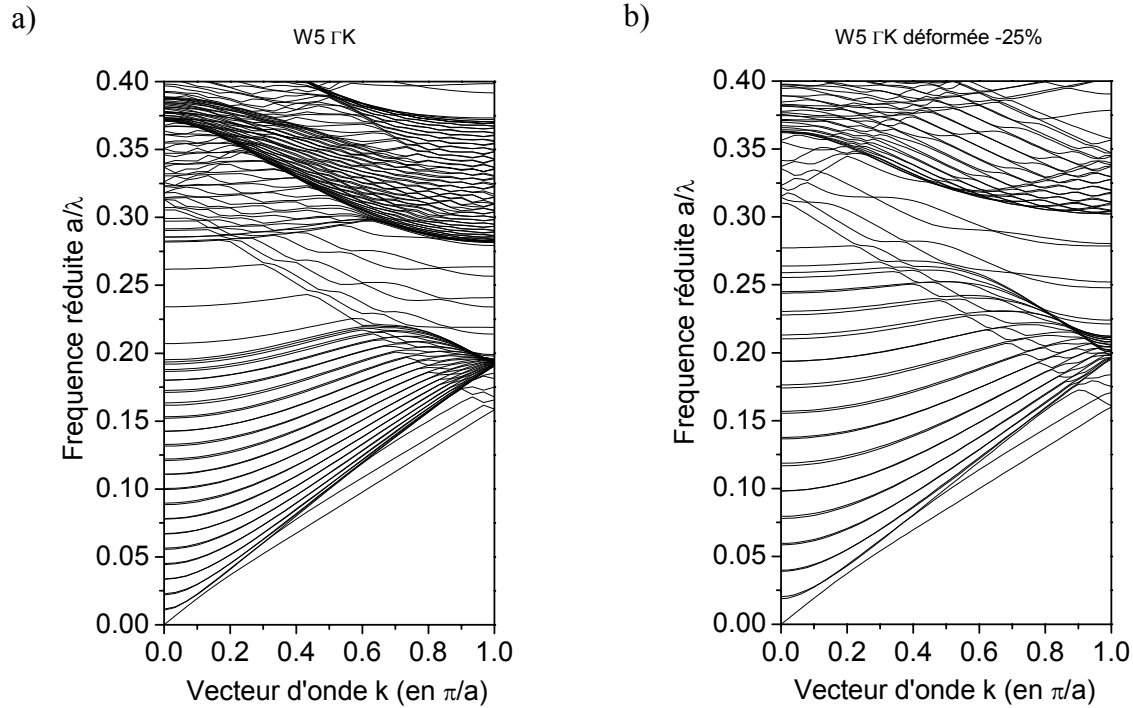


figure 19 : Diagrammes de dispersion d'un guide W5 à maille hexagonale en orientation Γ K a) sans déformation, b) déformation latérale de 0.75 : maille contrainte de -25%. Le facteur de remplissage en air de chacune de ces structures est égal à 30%.

A partir du diagramme de dispersion du guide W5 Γ K déformé de -25%, nous avons choisi les paramètres de maille de la structure laser à tester. Nous avons voulu réajuster la maille pour tenir compte du décalage du second point de repliement du mode fondamental ($a/\lambda \approx 0.315$). Ainsi, une émission aux alentours de 1550nm est procurée par une valeur de a égale à 488nm. Cependant, une erreur s'est glissée dans le codage du masque et il a été choisi une maille a du cristal égale à 494nm correspondant à une émission aux alentours de 1568nm, au lieu de 1550nm. C'est donc cette dernière valeur qui devra être considérée par la suite. Le facteur de remplissage en air du CP est de 30%, optimal pour la gravure. Cela correspond à un diamètre de trous de 246nm.

III.3.2.2. Evolution des pertes latérales

Cette géométrie de CP a été choisie afin de permettre une émission de type DFB sur le mode fondamental en diminuant les pertes latérales. Qu'en est-il de ces pertes latérales ? Diminuent-elles réellement dans la BIP ? Dans cette partie, nous nous attacherons à répondre à ces questions.

A partir d'une simulation FDTD 2D, nous avons reporté, sur la figure 20, l'évolution du taux de décroissance dans la cavité, des modes DFB du mode fondamental ainsi que du mode latéral 1. Cette simulation 2D ne prend en compte que les pertes latérales et en aucun cas les pertes hors du plan ou les pertes par rugosité des flancs des CP. Il convient de rappeler que nous avons noté "n" et "v" les deux modes DFB et que nous avons démontré précédemment que seul le mode de type "v" se couple aux modes du CP.

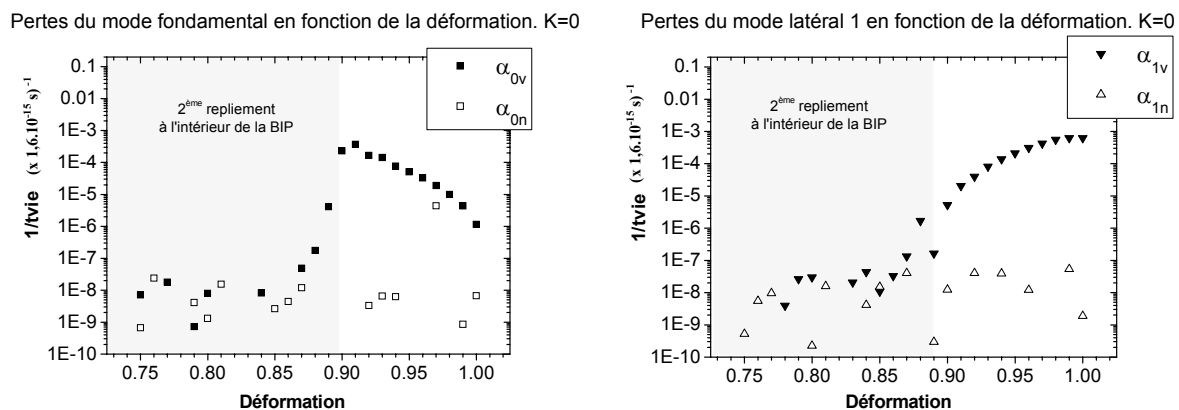


figure 20 : Evolution des taux de décroissance, en $k=0$, en fonction de la déformation pour a) les modes $0v$ et $0n$ (mode fondamental) et b) les modes $1v$ et $1n$ (mode latéral 1).

Ainsi, il apparaît sur les simulations que les modes de types "v" sont fortement affectés par l'entrée dans la BIP. En effet, le niveau de pertes (taux de décroissance du mode dans la cavité) chute de plusieurs ordres de grandeurs pour les déformations inférieures à 0.90 ce qui correspond à l'entrée du repliement du mode fondamental ainsi que du mode latéral 1 dans la BIP. Au contraire, le niveau de pertes des modes de type "n" ne semble pas affecté par la déformation.

Par conséquent, les pertes latérales des modes de type "v" sont principalement dues aux couplages avec les modes du CP. Grâce à la déformation latérale, nous pouvons éloigner ces

modes de la région de fortes densités de modes du CP, ce qui entraîne une forte diminution de leurs pertes. Par contre, les modes de type "n" n'interagissent pas avec les modes du CP. Donc les éloigner ou non des autres modes, en les mettant dans une BIP, n'affecte aucunement leurs pertes "latérales".

En résumé :

Nous avons démontré qu'au second point de repliement d'une structure non déformée ou faiblement déformée, la différence d'interaction des modes de type "v" et "n" avec les modes du CP permet généralement de favoriser l'émission monomode sur le mode "n". En effet, le couplage du mode "v" avec les modes du CP contribue à augmenter ses pertes. Or ici, en recherchant une géométrie qui permet de positionner le repliement dans la BIP, les modes "v" et "n" s'éloignent des régions à fortes densités de modes du CP et n'interagissent pas avec eux. Par conséquent, cela abaisse les pertes des modes de types "v" à la hauteur de celles des modes de types "n" et, entre ces deux modes, la distinction due aux pertes latérales est estompée.

III.3.3. Résultats expérimentaux

Nous présentons ici les performances et l'analyse des lasers W5 GK à maille déformée de -25% dont la géométrie a été définie précédemment pour obtenir le second point de repliement à l'intérieur de la BIP. Nous rappelons leurs paramètres dans le tableau 1. Comme pour la plupart des configurations étudiées au chapitre 2, nous avons réalisé des guides de 400µm de long définis par clivage et des structures de différentes longueurs comportant un miroir arrière à CP.

W5 GK déformé	Maille a	Paramètre b	Déformation	Largeur du guide	Diamètre des trous (f = 30%)
	494 nm	642 nm	0.75 (-25%)	1.68 µm	246 nm

Tableau 1 : Paramètres d'un guide W5 GK à maille déformée.

III.3.3.1. P(I) et spectres

Les structures testées ont pu être caractérisées sous pompage électrique en régime impulsif mais aussi en régime continu à température ambiante. Les caractéristiques présentées ici correspondent au pompage en régime continu car, ainsi, l'acquisition bénéficie d'un meilleur rapport signal à bruit et d'une meilleure dynamique. De plus, certains appareils fonctionnant uniquement en régime continu ont pu être utilisés. Le générateur de courant est un "Keithley 2601 system sourcemeter" et l'acquisition de la puissance émise est mesurée par un " Keithley 2000 multimeter" voltmètre de très forte sensibilité qui permet l'utilisation d'une sphère intégratrice pour collecter l'émission en sortie du laser. Ainsi, la totalité du rayonnement laser est collectée par la sphère intégratrice d'une ouverture de 2.6cm qui est positionnée à moins de 3mm de la face du laser.

Les caractéristiques électriques et spectrales du guide de 400 μm de long sont illustrées sur la figure 21.

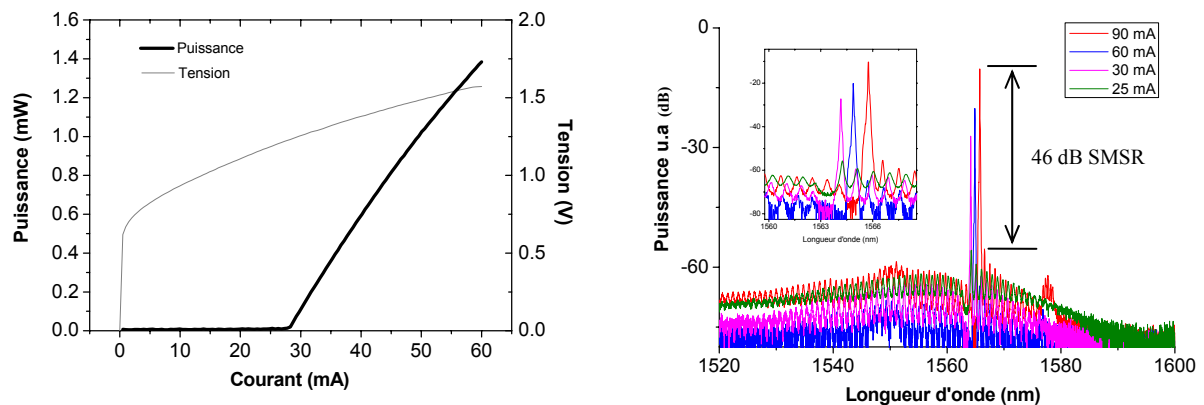


figure 21 : Caractéristiques d'émission sous pompage électrique, en régime continu, d'un guide W5 FK de 400 μm de long déformé de -25%.

L'émission du guide de 400 μm de long est de type DFB monomode avec un SMSR supérieur à 45dB. La longueur d'onde d'émission, sous polarisation à 60mA est centrée à 1564.9nm. Avec l'augmentation du courant d'injection (de 30mA à 90mA), le laser s'échauffe et la longueur d'onde d'émission se décale vers les hautes longueurs d'onde de 0.0265nm/mA. Les caractéristiques électriques en régime continu permettent d'identifier la tension de coude à 0.7V avec une résistance série de $13\Omega \pm 3\Omega$. Le courant de seuil est de 28mA, soit une densité de courant de seuil de 1.1 kA/cm². Nous obtenons, pour un courant de pompe de 60mA, une puissance de 1.4mW continu émis par une face du laser, le rendement à la facette est de 0.043

W/A. Ce rendement est très faible car l'injection du courant n'est pas localisée sur le guide mais sur une zone plus large définie au chapitre 2 comme la surface d'injection (cf.II.1.3.2).

Quant aux guides de différentes longueurs avec un miroir arrière à CP, les cavités dont la longueur est égale ou supérieure à $230\mu\text{m}$ ont une émission stable de type DFB monomode. La figure 22 illustre cette émission dans le cas du guide de $330\mu\text{m}$ de long. La longueur d'onde d'émission est de 1564nm et le SMSR est de 36dB , plus faible que pour le laser de $400\mu\text{m}$ aux faces clivées. Pour le laser de $180\mu\text{m}$ de long l'émission Fabry-Pérot prévaut. Quant aux structures de plus faibles longueurs, elles n'ont pas fonctionné. Nous noterons qu'en utilisant un traitement anti-reflet sur le miroir avant, l'émission DFB pourrait être favorisée et le SMSR augmenté.

Les rendements ainsi que les courants de seuils de ces structures sont reportés sur la figure 23 ainsi que sur le tableau 2. Les densités de courants de seuils correspondantes sont de $1.42\text{kA}/\text{cm}^2$ pour le laser de $330\mu\text{m}$ à $1.45\text{kA}/\text{cm}^2$ pour le laser de $230\mu\text{m}$. Entre ces deux longueurs, le rendement augmente de $0.055\text{W}/\text{A}$ à $0.069\text{W}/\text{A}$. Ces caractéristiques sont typiques de l'augmentation des pertes liées à la diminution de la longueur de cavité. Pour la structure laser de $180\mu\text{m}$ de long, où l'émission est de type Fabry-Pérot, la densité de courant de seuil est égale à $2.18\text{kA}/\text{cm}^2$.

L'erreur de codage de la maille a contribue à une réduction de la densité de courant de seuil par le meilleur positionnement du pic laser par rapport au spectre de gain.

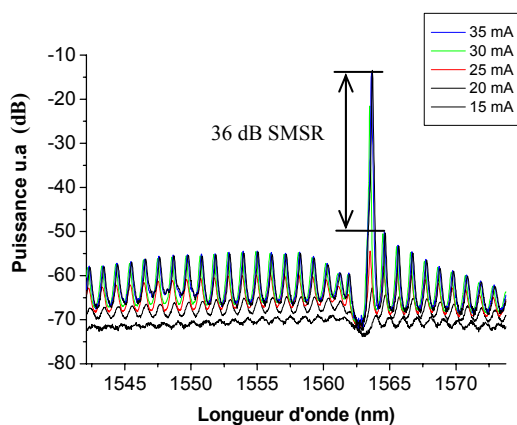


figure 22 : Spectre à différents niveaux de courant d'un laser de $330\mu\text{m}$ de long avec miroir arrière à CP

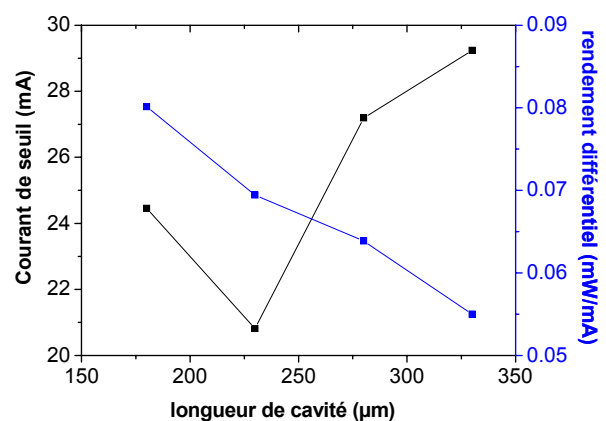


figure 23 : Evolution du courant de seuil et rendement différentiel en fonction de la longueur de cavité.

guide	Largeur du guide	Longueur de cavité	J_{seuil}	Rendement à la facette	Type d'émission	$\lambda_{\text{émis}}$	SMSR
W5 GK -25%	1.68 μm	400 μm c/c	1.1 kA/cm ²	0.043 W/A	DFB	1564.9nm	46dB
		330 à 230 μm c/cp	1.42 à 1.45 kA/cm ²	0.055 à 0.069 W/A	DFB	\approx 1564nm	35 dB
		180 μm c/cp	2.18 kA/cm ²	0.080 W/A	FP	Autour de 1545nm	-

Tableau 2 : Principales caractéristiques d'émissions, sous pompage électrique continu, des lasers à base de guides W5 GK déformés de -25%.

Expérimentalement, les structures lasers émettant de façon DFB sont monomodes. Or, nous avons démontré à la partie précédente que, pour ces lasers dont le point de repliement se trouve à l'intérieur de la BIP, la discrimination entre les modes dégénérés n'existe plus. Après avoir caractérisé la largeur de raie ainsi que le RIN (Relative Intensity noise) de ces structures, nous examinerons les hypothèses permettant d'expliquer cette émission monomode.

III.3.3.2. Largeur de raie et RIN

Le RIN et la largeur de raie sont dus à la recombinaison et à la génération aléatoire de photons et de porteurs qui produisent des variations temporelles de leur densité.

La variation de la densité de photons entraîne une variation de l'intensité optique émise ce qui produit un plancher de bruit. La variation de la densité de porteurs entraîne une variation de la longueur d'onde d'émission ce qui crée une largeur spectrale finie du mode laser [Coldren 1995].

De nombreuses méthodes décrites dans [Derickson 1998] permettent de réaliser des bancs de montages dédiés à la mesure de la largeur de raie.

Ici, nous utilisons un banc de mesure auto-hétérodyne, prêté par le groupe MOST du LAAS-CNRS, et dont le schéma de montage est représenté sur la figure 24. Un coupleur 50/50 dissocie l'onde en deux bras. Sur un des bras, une bobine de fibre optique de longueur largement supérieure à la longueur de cohérence du laser permet de décorrélérer les champs optiques des deux bras. Sur l'autre bras, un cristal acousto-optique permet de décaler la

longueur d'onde de 80MHz. Ces champs sont sommés dans le deuxième coupleur. La photodiode amplifiée recueille la somme de ces champs. On observe alors, sur l'analyseur de spectre électrique, une raie ramenée autour de 80MHz dont le spectre est le produit de convolution du spectre du champ électrique avec son symétrique [Derickson 1998]. Dans le cas d'une forme Lorentzienne, la largeur de raie observée est doublée par rapport à la largeur réelle.

Mesure auto-hétérodyne de largeur de raie d'un laser

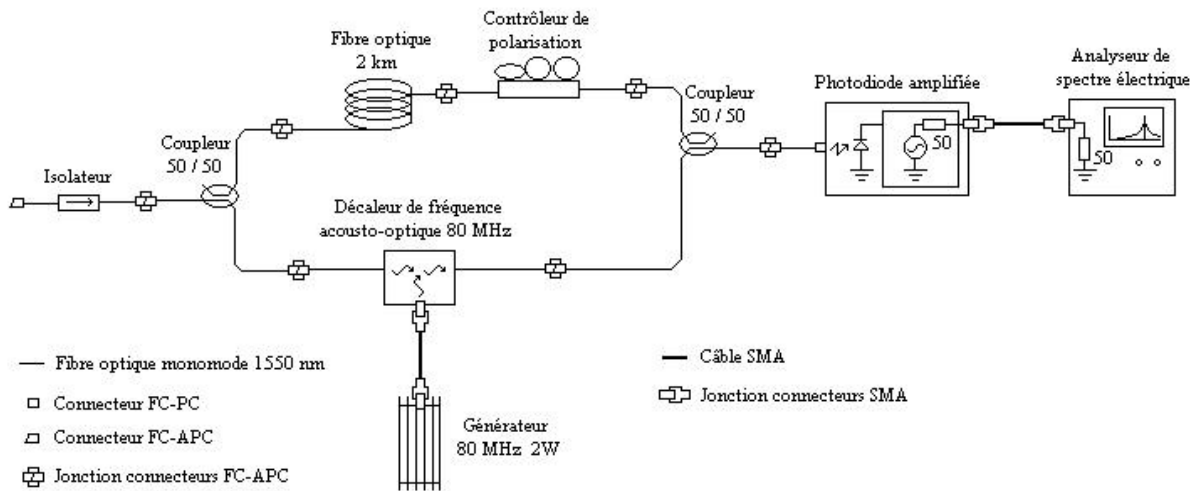


figure 24 : schéma de montage de la mesure auto-hétérodyne de la largeur de raie d'un laser. [Derickson 1998]

D'après les résultats ainsi obtenus, les largeurs de raies à mi-hauteur, $\Delta\nu$, sont de l'ordre de la dizaine de MHz. Ces valeurs sont répertoriées dans le tableau 3.

W5 de type ΓK déformé de -25% cavité de 230µm de long		W5 de type ΓK déformé de -25% cavité de 330µm de long		W5 de type ΓK déformé de -25% cavité de 400µm de long	
I (mA)	$\Delta\nu$ (MHz)	I (mA)	$\Delta\nu$ (MHz)	I (mA)	$\Delta\nu$ (MHz)
		40	25		
50	40	50	18.5	50	38
60	26.3	60	16	60	36

Tableau 3 : Largeur à mi-hauteur des pics laser des cavités à guide W5 à maille de type hexagonale ΓK déformée de -25%.

En adéquation avec [Fleming 1981] les valeurs de $\Delta\nu$ relevées par laser sont inversement proportionnelles à la puissance émise à la sortie d'une des facettes du laser. Par comparaison

entres lasers, l'ajout d'un miroir arrière à CP a forte réflectivité améliore la largeur de raie, tandis que la diminution de la longueur de cavité la dégrade.

Le RIN quantifie la variation de la densité de puissance du laser. Afin de le caractériser, le banc de montage suivant a été utilisé :

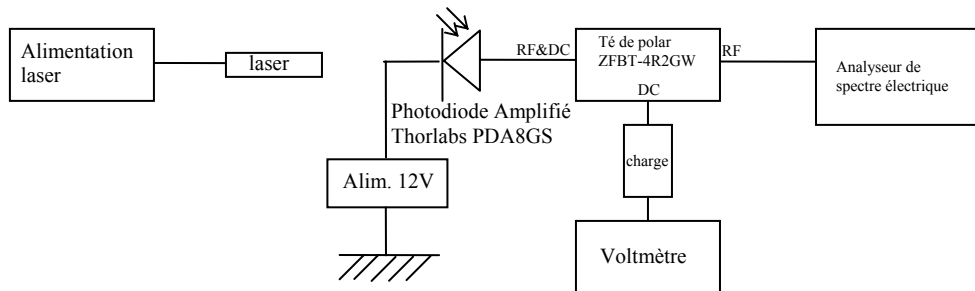


figure 25 : Schéma de montage de la mesure de RIN

Le banc de la figure 25 permet de mesurer directement le bruit d'amplitude des différents lasers. La photodiode amplifiée a une bande passante de 0 à 15 GHz, mais la bande passante du montage est limitée à 4.2 GHz par le té de polarisation utilisé.

Le résultat de ces mesures est présenté sur la figure 26. Ainsi, les structures W5 ΓK déformées de -25% présentent un RIN de l'ordre de -135dB/Hz à 65mA. La variation quadratique de la fréquence de résonance est reportée en fonction du courant de polarisation de la diode laser sur la figure 27. Les pentes obtenues sont de l'ordre de 0.88 GHz²/mA pour le laser de 330μm de long et de 0.86 GHz²/mA pour le laser de 230μm de long.

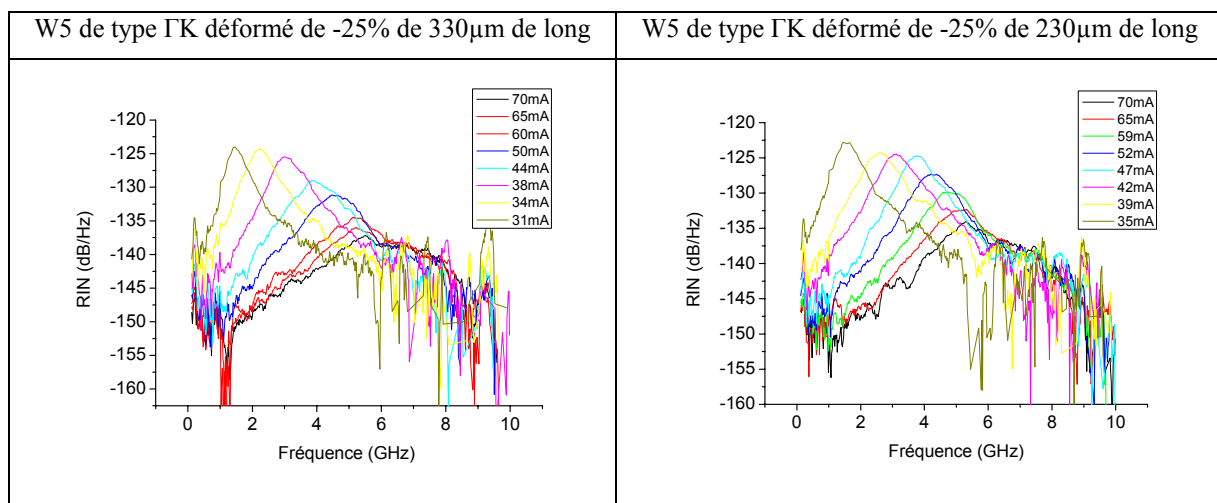


figure 26 : Caractéristiques de RIN de cavités lasers à CP de types W5 ΓK déformée de -25%.

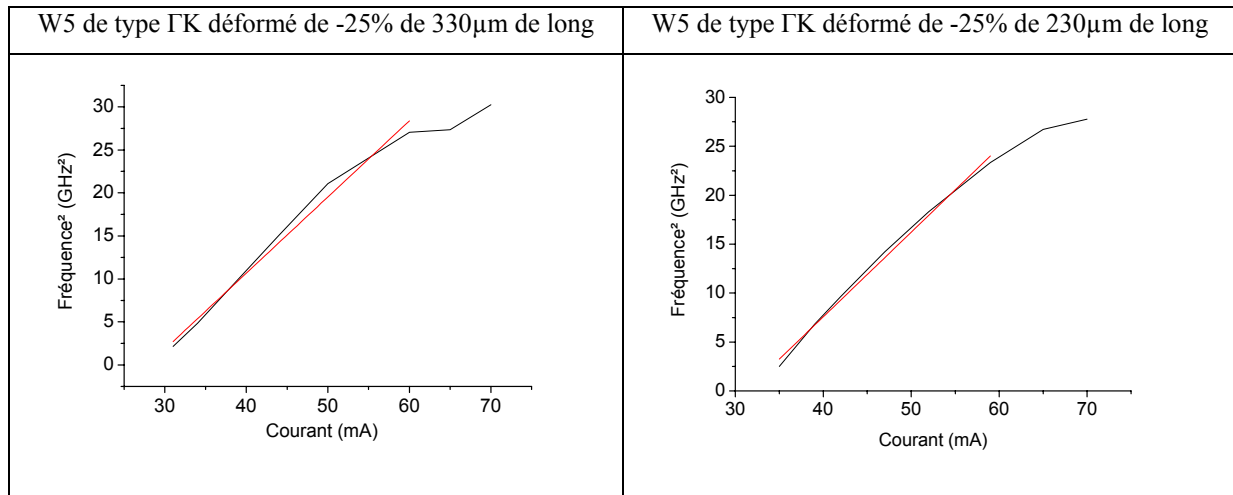


figure 27 : Fréquence de résonance quadratique en fonction du courant de polarisation.

Les performances obtenues sont moins bonnes que celles attendues pour des structures à fort facteur de couplage. Elles sont probablement limitées par les pertes importantes liées à la technologie de réalisation des CP.

III.3.3.3. Analyse du fonctionnement monomode

Dans la partie consacrée à l'évolution des pertes latérales du guide, nous avons démontré que lorsque le second repliement du mode fondamental se retrouve à l'intérieur de la BIP, les deux modes dégénérés 0_v et 0_n ont des niveaux de pertes comparables. Par conséquent, loin des zones de fortes densités de modes à CP, il n'existe plus de discrimination due aux pertes latérales entre ces deux modes 0_v et 0_n . Or, expérimentalement, l'émission de la structure qui présente ce repliement à l'intérieur de la BIP, le W5 GK déformé de -25%, est parfaitement monomode. Dans cette partie, nous présentons des pistes permettant d'expliquer cette émission monomode.

La première hypothèse, la plus simple, se base sur la réinjection de l'onde dans le guide. En effet, l'émission de type DFB reste sensible à la phase de réinjection de l'onde dans le guide. Ainsi, il se peut que le clivage des structures de 400 μ m de long, ou bien la position du miroir arrière à CP, favorise l'un des deux modes DFB. Cependant, cette hypothèse semble incomplète car l'extinction du 2^{ème} mode DFB est totale sur l'ensemble des lasers testés. Or il est peu probable, avec l'un des miroirs défini par clivage et donc ayant une phase de renvoi

aléatoire, que le second mode DFB soit toujours totalement annulé sur l'ensemble des lasers. Il semblerait donc qu'un autre mécanisme participe à cette élimination.

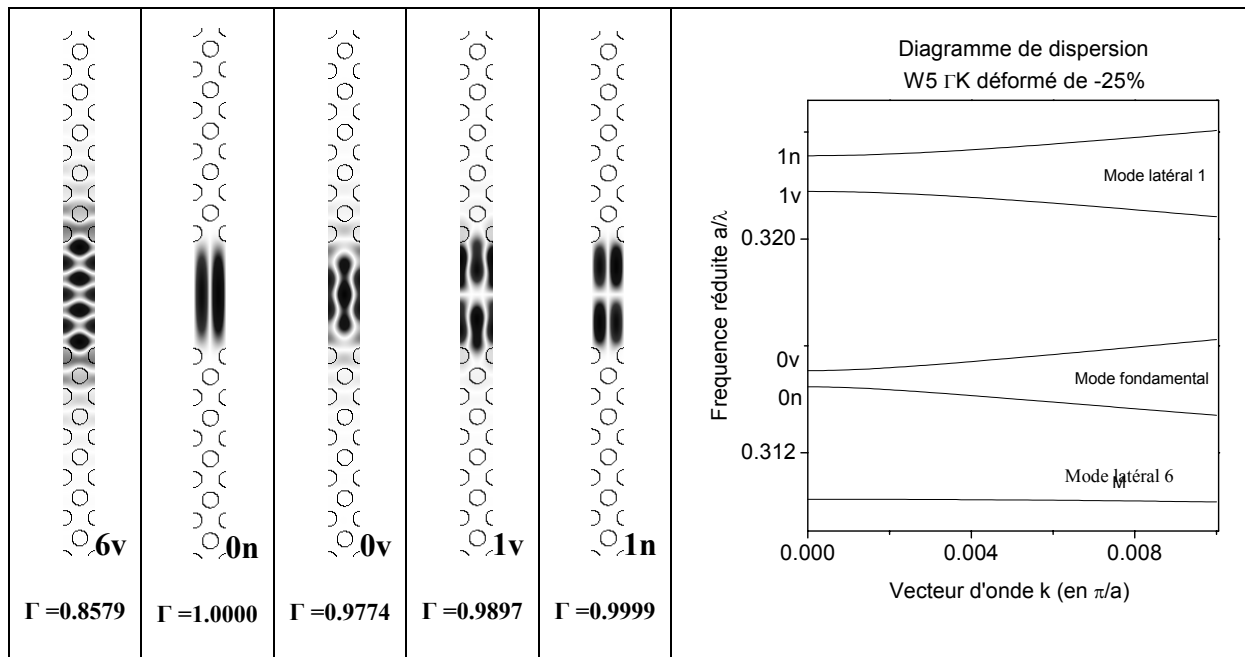


figure 28 : Diagramme de dispersion à proximité du 2ème point de repliement du mode fondamental d'un guide W5 Γ K déformé de -25%. Les profils spatiaux des modes dégénérés au point de repliement sont représentés sur la partie gauche de la figure.

La seconde hypothèse repose sur le confinement du mode. En effet, les modes peuvent avoir des temps de vie comparables et des confinements très différents.

Ainsi, dans le cas du guide W5 Γ K déformé de -25%, nous avons pu observer un confinement plus faible pour les modes de type "v" que pour ceux de type "n". Ceci est directement lié à la géométrie du mode "v" qui présente un maximum entre les trous du CP et qui, par conséquent, peut légèrement "se glisser" entre ces trous. Cela entraîne inévitablement un élargissement du mode. La figure 28 illustre ces propos par les profils spatiaux des différents modes en $k = 0$. Les modes "v" et "n" du repliement du mode fondamental et du mode latéral 1 y sont représentés. Ils sont issus du calcul par la méthode des ondes planes des modes propres du guide. Leur confinement Γ est également calculé à partir de cette simulation. Ainsi les modes de types "n" présentent toujours un léger avantage de confinement sur les modes de types "v".

Toutefois, l'hypothèse la plus probable consiste à considérer l'évolution des modes en fonction de la déformation. Nous avons vu que l'évolution des modes guidés en fonction de la déformation dépend de leur recouvrement avec le réseau. Ainsi, généralement, un mode

d'ordre élevé est plus influencé par la déformation. Ici, pour la déformation de -25%, un mode guidé correspondant au mode latéral 6 sur la figure 28, se trouve suffisamment près du mode fondamental pour interagir avec lui. La correspondance de parité de ce mode avec le mode 0v entraîne alors un couplage qui contribue à augmenter le déconfinement du mode 0v et probablement à en accroître les pertes.

Dans ce manuscrit, nous avons regardé les pertes latérales ainsi que le confinement des modes dans le plan du CP. Cela nous a permis d'expliquer les grandes lignes des comportements des lasers à CP. Toutefois, d'autres facteurs dus à la dimension verticale tels que les pertes hors du plan sont à prendre en compte. Nous avons choisi de ne pas les étudier à cause du temps de calcul rédhibitoire lié à la taille du domaine à trois dimensions de l'approche substrat. Toutefois, cela aurait permis d'approfondir la compréhension des mécanismes de sélection modale.

III.3.4. Comparaison avec les lasers W3 GK et W5 GK

Dans les parties précédentes, les caractéristiques d'émission sous pompage continu des structures lasers à base de guides à CP de type W5 GK à maille déformée de -25% ont été exposées. Dans cette partie, nous nous appuyons sur les caractéristiques obtenues sous pompage impulsionnel en raison des légères différences entre les caractéristiques obtenues en régime continu et en régime impulsionnel qui proviennent principalement de l'usage de bancs de manipulations et d'appareils différents.

Nous avons retenus les structures W3 et W5 à maille hexagonale opérant au deuxième point de repliement afin d'esquisser une comparaison la plus pertinente possible, et de dégager l'intérêt du fonctionnement dans la BIP comme moyen d'amélioration des performances des lasers. Toutefois, nous avons écarté les structures fortement comprimées présentées au paragraphe II.2.3.2, bien qu'elles fonctionnent dans la BIP. L'intérêt attendu par le fonctionnement dans la BIP a été anéanti par l'étroitesse de la largeur du guide, de $1.16\mu\text{m}$, qui a conduit à une très forte densité de courant de seuil.

régime pulsé	Largeur du guide	I_{th}	J_{th}	rendement à la facette	λ_{emis}
W3 GK	1.40 μm	45 mA	1.9 kA/cm ²	0.035 W/A	1531.4 nm
W5 GK	2.24 μm	50 mA	1.9 kA/cm ²	0.063 W/A	1541.4 nm
W5 GK -25%	1.68 μm	30 mA	1.2 kA/cm ²	0.050 W/A	1563.8 nm

Tableau 4 : Comparaison des caractéristiques d'émissions des lasers de 400 μm de long : W3 GK, W5 GK et W5 GK à maille déformée de -25%.

Aussi, le tableau 4 regroupe les principales caractéristiques issues des structures W3 et W5 GK de 400 μm de long fonctionnant au 2^{ème} point de repliement, étudiées au chapitre 2. Le laser à maille déformée possède une meilleure caractéristique de densité de courant de seuil et, comparé au W3 GK qui possède une largeur de guide proche, il possède aussi un meilleur rendement. De plus, il permet un fonctionnement de type DFB en régime continu. Nous pourrions donc conclure à l'efficacité de la maille GK déformée de -25% et à son repliement à l'intérieur de la BIP. Cependant, la comparaison avec les autres structures est relativement difficile. En effet, les guides GK classiques ne fonctionnent certes pas en continu mais la longueur d'onde d'émission n'est pas la même non plus. Nous ne connaissons pas exactement la courbe de gain de l'empilement utilisé, mais il est probable que l'émission autour de 1564nm soit mieux centrée sur le maximum de gain que l'émission à 1541nm ou à 1531nm. Il faudrait donc connaître les caractéristiques des guides W3 et W5 GK non déformés émettant à 1564nm pour mener une comparaison plus précise.

Cependant, même si nous ne pouvons pas conclure à l'amélioration des caractéristiques lasers liées à la déformation de la maille, nous avons toutefois démontré qu'un laser à CP de largeur relativement faible (1.68 μm) peut émettre sous pompage électrique en régime continu. De plus, l'émission est parfaitement monomode avec un taux de réjection du mode secondaire supérieur à 45dB.

III.4. Conclusion

Les travaux présentés dans ce chapitre ont concerné l'exploitation des propriétés des cristaux photoniques pour maîtriser, de façon précise, la longueur d'onde d'émission de diodes laser, et pour en optimiser les performances.

Concernant la maîtrise de la longueur d'onde d'émission, nous avons proposé d'étudier une voie nouvelle de contrôle reposant sur une déformation latérale de la maille du cristal photonique. Dans un premier temps, nous avons montré que cette déformation influence faiblement les modes du guide d'onde alors qu'elle a un fort impact sur les modes du cristal. Ensuite, par la mise en œuvre d'une simulation FDTD, nous avons mis en évidence une différence fondamentale entre les comportements des modes dégénérés au niveau du deuxième point de repliement : les modes "n" restent parfaitement confinés alors que les modes "v", en raison de leur couplage avec les modes du cristal, sont fortement déconfinés. Nous avons alors cherché à tirer profit de ces propriétés pour contrôler de façon précise la longueur d'onde d'émission de structures laser reposant sur différents guides de type W5. Pour les guides basés sur un cristal photonique à maille carrée, nous avons montré que l'émission DFB correspond au deuxième point de repliement du mode latéral 1. Dans ce cas, le rapport entre le décalage spectral et la déformation latérale qui l'a produit est égal à 0,1. Pour les guides basés sur un cristal photonique à maille hexagonale en orientation ΓK , le fonctionnement DFB a été obtenu au deuxième point de repliement du mode fondamental pour une large gamme de déformations. Ce type de structures est caractérisé par un rapport entre décalage spectral et déformation latérale égal à 0,016, ce qui fait de la déformation latérale des structures laser à base de guide W5 ΓK une voie très efficace et parfaitement compatible avec les procédés technologiques pour le contrôle précis, à mieux que 0,1 nm près, de la longueur d'onde d'émission. Enfin, l'analyse du comportement des modes dégénérés a permis de montrer qu'il existe des plages de déformations sur lesquelles l'émission laser est intrinsèquement monomode.

Le deuxième objectif du chapitre était de proposer une voie d'optimisation des performances laser selon une émission de type DFB. Pour cela, nous avons recherché une structure permettant de cumuler les avantages du régime DFB procuré par le repliement du mode fondamental, et les avantages du fort confinement procuré par la bande interdite photonique. L'étude a donc été menée sur différentes structures ayant subi une déformation latérale de

- 25% afin d'amener le deuxième point de repliement du mode fondamental à l'intérieur de la bande interdite photonique. Nous avons ainsi démontré, pour des structures de type W5 Γ K, la possibilité d'obtenir un fonctionnement laser continu de type DFB monomode à la longueur d'onde de 1565 nm, caractérisé par un SMSR supérieur à 45 dB, une densité de courant de seuil de 1,1 kA/cm², un rendement par facette de 0,043 W/A et une largeur de raie inférieure à 40MHz. Nous pouvons noter qu'une amélioration de ces performances serait accessible grâce à un ajustement précis du paramètre de maille longitudinal au prix d'une meilleure connaissance de la structure multicouche, notamment en termes d'indice effectif et de propriétés de gain.

Conclusion générale

Par une structuration de l'espace à l'échelle de la longueur d'onde, les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler efficacement la génération et la propagation de la lumière. Ainsi, l'introduction de cristaux photoniques au sein de structures de diodes laser apparaît comme une voie particulièrement prometteuse pour en contrôler l'émission et, au-delà, pour ouvrir la voie au développement de l'intégration photonique planaire. Cependant, au début de nos travaux, un enjeu important résidait dans l'obtention d'un pompage électrique efficace de ce type de sources laser et dans le contrôle précis de leurs caractéristiques d'émission. Dans ce contexte, le projet RNRT CRISTEL dont nous avons été l'un des partenaires, avait pour objectif la réalisation d'une barrette de huit diodes laser répondant aux exigences des télécommunications optiques DWDM. Chaque laser devait donc présenter une émission monomode au voisinage de 1550 nm, avec un SMSR supérieur à 30 dB, et émettre à une longueur d'onde décalée de 0,4 nm par rapport à ses voisins. Les travaux reportés dans ce manuscrit découlent, en grande partie, des études que nous avons menées dans le cadre de ce projet.

Le premier chapitre a d'abord présenté les principales propriétés des guides optiques planaires définis par l'introduction d'un défaut au sein d'un cristal photonique bidimensionnel, et il a ensuite dressé un état de l'art des sources laser à cristal photonique.

En nous appuyant sur le cas typique du guide W3 GK, nous avons analysé le comportement modal à proximité de croisements ou d'anti-croisements. Nous avons alors observé que, pour un guide à géométrie symétrique, un anti-croisement correspond à un couplage de modes de même parité engendrant le déconfinement du mode d'ordre le moins élevé et la réduction de la vitesse de groupe. Au voisinage d'un anti-croisement, et par leur effet opposé sur l'établissement du régime laser, le déconfinement modal et la faible vitesse de groupe entrent ainsi en compétition. L'étude du comportement modal a ensuite été menée en bord de zone de Brillouin. Nous avons alors vu que, au niveau des points de repliement, la périodicité du cristal photonique procure une réflexion distribuée engendrant des modes propagatifs et contrapropagatifs favorables à l'établissement d'une émission de type DFB. Enfin, pour le

mode fondamental et les modes d'ordre supérieur, nous avons discerné les modes dégénérés "n" et "v", et nous les avons identifiés en fonction de leur profil spatial.

Le principal objectif du deuxième chapitre était de démontrer, dans la filière des télécommunications optiques, la faisabilité de diodes laser planaires entièrement définies par cristaux photoniques bidimensionnels et d'en étudier les caractéristiques d'émission.

Après une description des contraintes technologiques relatives à ce type de dispositifs, nous avons présenté le procédé de réalisation mis en œuvre par le laboratoire Alcatel-Thalès III-V Lab dans le cadre de notre partenariat au sein du projet CRISTEL. Ensuite, nous avons établi expérimentalement et analysé les caractéristiques d'émission de différentes structures de diodes laser conçues pour fonctionner en des points particuliers du diagramme de dispersion. Le fonctionnement à proximité d'un anti-croisement situé à l'intérieur de la bande interdite photonique a permis de montrer que l'effet du déconfinement modal est prédominant par rapport à l'effet de la réduction de la vitesse de groupe et qu'un tel point de fonctionnement n'est pas propice à l'émission laser. Le fonctionnement en bord de zone de Brillouin, quant à lui, a été établi au niveau du deuxième et du troisième point de repliement du mode fondamental. Nous avons alors démontré, pour plusieurs structures, des émissions laser de type DFB monomode avec des valeurs de SMSR supérieures à 30 dB. Enfin, grâce à l'étude d'un large éventail de structures laser à guide d'onde défini par cristaux photoniques, nous avons pu montrer qu'une émission de type DFB sur le mode fondamental est favorisée par des guides de largeur comprise entre 1,4 et 2,6 μm , de longueur supérieure à 350 μm , et se terminant par des facettes clivées précédées ou non d'une zone de propagation libre.

Dans le troisième chapitre, nos travaux avaient pour objectif d'étudier les possibilités offertes par les structures à cristaux photoniques pour répondre aux exigences des télécommunications optiques DWDM. Devant l'enjeu important lié au contrôle précis de la longueur d'onde d'émission par un procédé compatible avec les contraintes technologiques, nous avons proposé d'étudier une voie nouvelle reposant sur la déformation latérale du cristal photonique au niveau du deuxième point de repliement. En tirant profit, à la fois, de l'influence nettement différenciée de cette déformation sur les modes de la structure selon leur type, et du comportement fondamentalement différent des modes dégénérés, nous avons alors montré qu'il est possible de contrôler l'émission laser DFB à mieux que 0,1 nm près. Nous avons également montré qu'il existe des plages de déformation sur lesquelles cette émission DFB est intrinsèquement monomode. D'autre part, nous nous sommes attachés à proposer une voie d'optimisation des performances des structures laser mises en œuvre. En appliquant une forte

déformation latérale en compression, nous avons établi un point de fonctionnement de type DFB à l'intérieur de la bande interdite photonique pour profiter du fort confinement modal procuré par cette dernière. Nous avons ainsi démontré un fonctionnement laser continu de type DFB monomode selon des caractéristiques en accord avec les exigences des réseaux de télécommunications optiques.

En conclusion, au-delà des nombreux résultats à la fois théoriques et expérimentaux présentés dans ce mémoire, nos travaux ont permis de mieux appréhender le large éventail des possibilités offertes par l'exploitation des cristaux photoniques pour définir des cavités planaires de diodes laser et pour en contrôler les propriétés d'émission. Les potentialités offertes, associées aux progrès technologiques, repoussent les limitations et laissent présager un développement particulièrement important des diodes laser à cristal photonique pour satisfaire les nombreuses demandes suscitées par de vastes champs d'applications.

Annexe

Méthode des ondes planes et méthode FDTD.

La méthode des ondes planes et la méthode FDTD sont sans doute les techniques numériques les plus employées pour les simulations de structures à cristaux photoniques. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, ces deux méthodes reposent sur la résolution des équations de Maxwell. La méthode des ondes planes repose sur la décomposition du champ électrique et magnétique en ondes planes, et la méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. La résolution exacte de ces méthodes étant largement documentée dans la littérature [Taflove 1998],[Lourtioz 2003], nous ne développerons pas en détails les calculs ici. Nous exposons ci-dessous les principales conditions d'utilisation de ces méthodes et nous décrivons les paramètres de calculs utilisés pour les chapitres I, II et III de ce manuscrit.

Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est la méthode privilégiée pour le calcul des diagrammes de dispersion dans les CP [Joannopoulos 1995]. Comme son nom l'indique, elle repose sur la décomposition en ondes planes du champ électrique ou magnétique. Les principales méthodes de résolution sont généralement des méthodes intermédiaires utilisant à la fois la méthode E et la méthode H qui considèrent respectivement la décomposition soit du champ électrique, soit du champ magnétique.

Deux logiciels ont été utilisés au cours de cette thèse, le logiciel commercial BandSOLVE de Rsoft et le logiciel libre MPB du MIT.



figure 1 : Méthode de la supercellule.

Le domaine de calcul de la méthode des ondes planes peut se restreindre à la première zone de Brillouin dans le cas d'un CP sans défaut. Cependant, pour des structures à CP comprenant des défauts tel que les guides linéaires, les calculs des diagrammes de dispersion ne peuvent se faire directement par la méthode des ondes planes. La périodicité du cristal brisé par le défaut doit être réintroduite. Pour cela, une "supercellule" est définie, elle consiste à introduire le défaut au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées de motifs et de la répéter indéfiniment dans les directions correspondant au CP d'origine (figure 1). Le domaine simulé correspond donc à une infinité de défauts séparés par des zones de CP. Le choix de la taille de la supercellule est primordial, une supercellule trop petite permettrait aux modes de défauts d'interférer entre eux, créant ainsi des modes artefacts. Au contraire, une très grande cellule permet de bien isoler les modes les uns des autres mais requiert un temps de calcul plus important.

Une étude systématique de convergence doit être effectuée afin d'optimiser la taille de la supercellule. Pour les guides à CP étudiés dans ce manuscrit, le facteur de confinement des modes guidés étant très élevé, la convergence se fait très rapidement. Les diagrammes de dispersion et les profils spatiaux des modes présentés sont obtenus à partir d'une supercellule comprenant 10 rangées de trous de part et d'autres du défaut.

Méthode FDTD

La méthode FDTD (Finite-Difference Time Domain) résout directement les équations de Maxwell en calculant sur tout le domaine les composantes des champs à tous les instants.

Cette méthode de calcul effectuée dans le domaine temporel permet de visualiser la propagation de l'onde dans des milieux structurés tels que les cristaux photoniques. Cette méthode permet à l'utilisateur de développer une compréhension plus intuitive des processus de propagation. Elle permet aussi d'obtenir de nombreuses informations sur la propagation de l'onde dans la structure. Dans cette thèse, par exemple, nous utilisons la méthode FDTD pour le calcul du temps de décroissance de l'onde dans la cavité.

Toutefois, le principal inconvénient de cette méthode réside dans le temps de calcul. En effet, le calcul direct du champ en tous points de la structure requiert vite des ressources informatiques importantes. Plus le domaine de simulation est important, plus le temps de calcul est long, cela limite généralement l'utilisation de cette méthode à des structures 2D, même si aujourd'hui avec l'évolution de la mémoire et de la puissance de calcul des ordinateurs, le calcul 3D devient de plus en plus accessible.

Discretisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell :

La résolution directe des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle du domaine d'étude. Ainsi, l'espace et le temps sont discrétisés en maillage de pas Δx , Δy , Δz et Δt grâce à l'algorithme de Yee [Yee 1966]. Cet algorithme permet une écriture simple des équations permettant une incrémentation alternative des champs E et H sur l'ensemble du domaine de calcul et sur une boucle dont l'incrément correspond au maillage temporel Δt . Ainsi, à partir de la connaissance des composantes du champ H à l'instant t , les équations de Maxwell permettent de calculer le champ E à l'instant $t + \Delta t/2$ qui permet à son tour le calcul du champ H à l'instant $t + \Delta t$. L'évolution du champ avec le temps décrit la propagation de l'onde dans le milieu considéré.

Cette méthode considère que le champ varie linéairement entre les instants t et $t + \Delta t$, par conséquent, l'itération Δt doit être très inférieure à la période de l'onde $T = c/\lambda$. De plus, la condition de stabilité de cette méthode est obtenue si le pas temporel permet à l'onde de se propager entre deux points adjacents du maillage. La dimension d'une maille et la valeur de Δt sont donc des paramètres importants pour la précision et la stabilité de calculs mais ils ont également une forte influence sur la durée du calcul. Par exemple lors d'une simulation à 2D, diviser par deux le pas spatial implique une augmentation d'un facteur 8 sur le temps de calcul.

Domaine de calcul

Le domaine de calcul délimite la zone de la structure à l'intérieur de laquelle la propagation des champs est calculée. Elle peut contenir un ensemble quelconque de matériaux diélectriques, absorbants ou non, voire des métaux. Elle comprend une ou plusieurs sources optiques dont l'utilisateur détermine la position, la longueur d'onde, le profil, la polarisation, la direction d'émission et éventuellement l'intensité et la phase. La dimension finie de ce domaine implique des conditions aux limites : PML (Perfectly Matched Layer) (milieu absorbant), conditions symétriques ou antisymétriques ou bien conditions périodiques.

Application aux guides planaires à CP

Les guides à CP, ayant fait l'objet d'études dans ce manuscrit, sont des structures périodiques dans lesquelles un défaut est inséré afin de créer un guide linéique. Le domaine de calcul utilisé pour simuler ce guide est limité longitudinalement à une période du CP, il est composé de conditions périodiques sur les deux bords liés à la périodicité du guide et de conditions de type PML sur les deux bords externes du guide (figure 2). Les conditions périodiques permettent de réinjecter à droite toute ce qui sort à gauche et vice-versa avec une condition de phase prédéfinie. Ces conditions fixent la constante de propagation dans le guide. Le diagramme de dispersion peut être obtenu en faisant varier la phase entre 0 et 2π .

Les conditions de type PML prennent en compte la dimension latérale finie du guide. Dans notre cas, la largeur du domaine de calcul correspond à la largeur de la zone non-implantée de la structure.

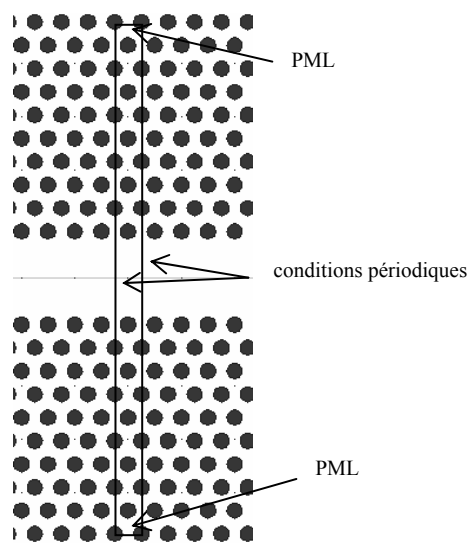


figure 2 : Domaine de calcul FDTD.

Au sein de ce domaine de calcul, une source impulsionnelle ou continue est injectée pour exciter les modes de cavités. Une attention particulière doit être apportée aux conditions d'excitation car, suivant la position et la fréquence de cette source, des modes peuvent être mieux excités que d'autres. Cela peut aussi servir à filtrer des modes, par exemple pour un mode en bord de zone de Brillouin en $k = 0$ ou π/a , sa répartition spatiale présente soit un nœud soit un ventre au centre du domaine de calcul. Une source positionnée au centre privilégiera par conséquent un de ces deux types de modes. De plus, une source symétrique positionnée sur l'axe de propagation n'excitera pas les modes d'ordre impair.

Pour les mêmes raisons, le positionnement des détecteurs nécessite la prise en compte de la répartition spatiale du mode.

Cette méthode est bien indiquée pour les CP car l'utilisation des conditions périodiques permet de réduire les temps de calcul. De plus, du fait du caractère temporel de cette méthode, les paramètres dynamiques de la structure tel que le temps de vie, sont calculables.

Avantages et inconvénients de ces deux méthodes

Chacune de ces méthodes a ses spécificités, ses avantages et ses inconvénients. Un comparatif de leurs principaux domaines d'applications est présenté sur le tableau 1.

Ainsi, la méthode des ondes planes sera préférée à la méthode FDTD pour le calcul des diagrammes de dispersion, car elle calcule plus directement les modes propres de la structure. Au contraire, l'analyse temporelle des modes sera exclusivement réalisée par la méthode FDTD, en particulier dans le cas des guides à cristaux photoniques où l'association de condition périodique et absorbante permet le calcul de paramètres dynamiques, tels que les pertes d'énergie, tout en ne modélisant qu'une structure de taille minimale.

	Ondes planes	FDTD
Analyse	Fréquentielle	Temporelle
Diagramme de dispersion	Possible	Possible (si les modes ne sont pas trop à pertes)
Profil spatial du champ	Possible	Possible
Visualisation de l'évolution temporelle du champ	Impossible	Possible
Temps de décroissance / facteur de qualité	Impossible	Possible
Spectre de transmission/réflexion	Impossible	Possible
Type de structure	Infinie	Finie ou Périodique infinie

Tableau 1 : Comparatif des méthodes de calcul par ondes planes et par FDTD.

Bibliographie

[Adachi 1982]

S. Adachi, "Refractive indices of II-V compounds: Key properties of InGaAsP relevant to device design", *Journal of Applied Physics*, vol. 53, pp. 5863-5869, 1982.

[Akahane 2003]

Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal", *Nature*, vol. 425, pp. 944-947, 2003.

[Amann 1998]

M.-C. Amann and J. Buus, "Tunable Laser Diodes", book, Boston, A. House, 1998.

[Benisty 2006]

H. Benisty, J. M. Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrié, and X. Checoury, "Recent advances toward optical devices in semiconductor-based photonic crystals", *Proceedings of the IEE*, vol. 94, pp. 997-1023, 2006.

[Boutami 2007a]

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 Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, pp. 244-252, 2007a.

[Boutami 2007b]

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", *Electronics Letters*, vol. 43, pp. 282-283, 2007b.

[Brenot 2006]

R. Brenot, M. Attali, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, O. Drisse, F. Lelarge, and G. H. Duan, "Widely tunable photonic crystals lasers", *presented at IEEE ISLC*, 2006.

[Broberg 1984]

B. Broberg and S. Lindgren, "Refractive index of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ layers and InP in the transparent wavelength region", *Journal of Applied Physics*, vol. 55, pp. 3376-3381, 1984.

[Carroll 1998]

J. Carroll, J. Whiteaway, and D. Plumb, "Distributed feedback semiconductor lasers", book, vol. 10, London, The Institution of Electrical Engineers, D. A. S. S. IEE CIRCUITS, 1998.

[Coldren 1995]

L. A. Coldren and C. S.W., "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", book, JOHN WILEY & SONS, INC, Wiley-interscience, 1995.

[Checoury 2006]

X. Checoury, P. Boucaud, X. Li, J. M. Lourtioz, E. Derouin, O. Drisse, F. Poingt, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Pommereau, and G. H. Duan, "Tailoring holes for improving the efficiency of single-mode photonic crystal waveguide lasers on InP substrate", *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 071108, 2006.

[Checoury 2005a]

X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, and A. Talneau, " $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ room temperature emission of square lattice photonic crystal waveguide lasers with a single line-defect", *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 151111, 2005a.

[Checoury 2005b]

X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Distributed feedback-like laser emission in photonic crystal waveguides on InP substrate", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11(5), pp. 1180-1186, 2005b.

[Checoury 2005c]

X. Checoury, P. Crozat, J. M. Lourtioz, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, F. Poingt, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Pommereau, G. H. Duan, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, D. Mulin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Single-mode in-gap emission of medium-width photonic crystal waveguides on InP substrate", *Optics express*, vol. 13, pp. 6947-6955, 2005c.

[Checoury 2004a]

X. Checoury, P. Boucaud, J.-M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, S. Bonnefont, D. Mulin, J. Valentin, and F. Lozes, "Square lattice photonic crystal waveguides for lasers emitting at $1.55 \mu\text{m}$ ", *presented at ISLC*, Matsue-shi, Japan, 2004a.

[Checoury 2004b]

X. Checoury, P. Boucaud, J. M. Lourtioz, F. Pommereau, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, G. H. Duan, D. Mulin, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, J. Valentin, F. Lozes-Dupuy, and A. Talneau, "Distributed feedback regime of photonic crystal waveguide lasers at $1.5 \mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 5502-5504, 2004b.

[Checoury 2003]

X. Checoury, A. Chelnokov, and J. M. Lourtioz, "Fine structural ajustement of lasing wavelenghts in photonic crystal waveguide laser arrays", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, pp. 63-68, 2003.

[Cuisin 2003]

C. Cuisin, G. H. Duan, N. Bouché, J. P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, S. Hubert, L. Legouezigou, O. Legouezigou, D. Locatelli, F. Pommereau, F. Poingt, S. Squedin, and B. Thedrez, "Master oscillator power amplifier pump lasers with integrating photonic crystals", *presented at ECOC'03*, Rimini (Italie), 2003.

[De Rossi 2005]

S. De Rossi, I. Sagnes, L. Legratiet, A. Talneau, A. Berrier, M. Mulot, S. Anand, and J. L. Gentner, "Longitudinal mode selection in constricted photonic crystal guides and electrically injected lasers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 1363-1368, 2005.

[Derickson 1998]

D. Derickson, "Fiber Optic Test and Measurement", book, H.-P. P. Books, 1998.

[Dowling 1994]

J. P. Dowling, M. Scalora, M. J. Bloemer, and C. M. Bowden, "The photonic band edge laser: a new approach to gain enhancement", *Journal of Applied Physics*, vol. 4, pp. 1896-1899, 1994.

[ePIXnet]

["http://www.nanophotonics.eu"](http://www.nanophotonics.eu)

[Farjadpour 2006]

A. Farjadpour, D. Roundy, A. Rodriguez, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, and G. W. Burr, "Improving accuracy by subpixel smoothing in the finite-difference time domain", *Optics Letters*, vol. 31, pp. 2972-2974, 2006.

[Fleming 1981]

M. K. Fleming and A. Mooradian, "Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers", *Applied Physics Letters*, vol. 38, pp. 511-513, 1981.

[Gauthier-Lafaye 2005]

O. Gauthier-Lafaye, D. Mulin, S. Bonnefont, X. Checoury, J. M. Lourtioz, A. Talneau, and F. Lozes-Dupuy, "Highly monomode W1 waveguide square lattice photonic crystal lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 1587-1589, 2005.

[Gini 1996]

E. Gini and H. Melchior, "Thermal dependence of the refractive index of InP measured with integrated optical multiplexer", *Journal of Applied Physics*, vol. 79, pp. 4335-4337, 1996.

[Happ 2003]

T. D. Happ, M. Kamp, A. Forchel, J. L. Gentner, and L. Goldstein, "Two-dimensional photonic crystal coupled-defect laser diode", *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 4-6, 2003.

[Happ 2002]

T. D. Happ, M. Kamp, and A. Forchel, "Integration of 2D photonic crystals with ridge waveguide lasers", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 34, pp. 91-99, 2002.

[Happ 2001]

T. D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand, "Single-mode operation of coupled-cavity lasers based on two-dimensional photonic crystals", *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 4091-3, 2001.

[Herrmann 2006]

R. Herrmann, T. Sünner, T. Hein, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Ultra-high-quality photonic crystal cavity in GaAs", *Optics Letters*, vol. 31, pp. 1229-1231, 2006.

[Hofmann 2007]

H. Hofmann, H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, and A. Forchel, "Spectral and spatial single mode emission from a photonic crystal distributed feedback laser", *Applied Physics Letters*, vol. 90, pp. 121135, 2007.

[Inoue 2004]

K. Inoue, H. Sasaki, K. Ishida, Y. Sugimoto, N. Ikeda, Y. Tanaka, S. Ohkouchi, Y. Nakamura, and K. Asakawa, "InAs quantum-dot laser utilizing GaAs photonic-crystal line-defect waveguide", *Optics Express*, vol. 12, pp. 5502-5509, 2004.

[Joannopoulos 1995]

J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, "Photonic Crystals", book, Chichester, Princeton University Press, 1995.

[Jun 2003]

S. Jun and Y. S. Cho, "Deformation-induced bandgap tuning of 2D silicon-based photonic crystals", *Optics Express*, vol. 11, pp. 2769-1774, 2003.

[Kamp 2005]

M. Kamp, C. Ulzhöfer, S. Mahnkopf, H. Scherer, A. Forchel, and G. H. Duan, "Widely Tunable Lasers Based on Photonic Crystal at 1.5 μm ", *presented at ECOC'05*, 2005.

[Kogelnik 1972]

H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave Theory of Distributed Feedback Lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 2327-2335, 1972.

[Kuramochi 2006]

E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, "Ultra-high-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect", *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 041112, 2006.

[Lab. 2006]

A. T. I.-V. Lab., GES., IEF., LAAS., LPN., and O. Physics., "Rapport final: CRISTEL Contrat RNRT", 2006.

[Larrue 2008]

A. Larrue, O. Bouchard, L. Jalabert, A. Arnoult, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy, "Photonic crystal single-mode DFB laser array with precise frequency spacing", *presented at CLEO*, San Jose (USA), 2008.

[Larrue 2007]

A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy, "Affine deformation of photonic crystal to fine control the emission wavelength of DFB like laser", *presented at EOS Topical Meeting on Diffractive Optics*, Barcelone (Espagne), 2007.

[Leisher 2006]

P. O. Leisher, A. J. Danner, and K. D. Choquette, "Single-mode 1.3 μm photonic crystal vertical-cavity surface-emitting laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, pp. 2156-2158, 2006.

[Letartre 2005]

X. Letartre, C. Monat, C. Seassal, and P. Viktorovitch, "Analytical modeling and an experimental investigation of two-dimensional photonic crystal microlasers: defect state (microcavity) versus band-edge state (distributed feedback) structures", *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, vol. 22, pp. 2581-2595, 2005.

[Lourtioz 2003]

J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, and A. Tchelnokov, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage", book, Paris, Germes, C. T. e. S. d. Télécommunications, 2003.

[Mahnkopf 2004]

H. Mahnkopf, R. Marz, M. Kamp, G. H. Duan, F. Lelarge, and A. Forchel, "Tunable photonic crystal coupled-cavity laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 1306-1314, 2004.

[Mahnkopf 2003]

S. Mahnkopf, M. Kamp, A. Forchel, and R. Marz, "Tunable distributed feedback laser with photonic crystal mirrors", *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 2942-2944, 2003.

[Martinelli 2007]

L. Martinelli, H. Benisty, O. Khayam, G. H. Duan, H. Heidrich, and K. Janiak, "Analysis and Optimization of Compact Demultiplexer Monitor Based on Photonic-Crystal Waveguide", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, pp. 2385-2394, 2007.

[Meade 1991]

R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials", *Physical Review B*, vol. 44, pp. 13 772-13774, 1991.

[Monat 2003]

C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, R. Pedro Rojo, P. Viktorovitch, M. L. V. d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, "Modal analysis and engineering on InP-based two-dimensional photonic-crystal microlasers on a Si wafer", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 419-25, 2003.

[Moore 2008]

S. A. Moore, L. O'Faolain, T. P. White, and T. F. Krauss, "Photonic crystal laser with mode selective mirrors", *Optics Express*, vol. 16, pp. 1365-1370, 2008.

[Mouette 2003]

J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau, "Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon", *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 526-528, 2003.

[Mulot 2002]

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.

[Nahory 1978]

R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. D. Johnston, and R. L. Barns, "Band gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP", *Applied Physics letters*, vol. 33, pp. 659-661, 1978.

[Nakamara 1973]

M. Nakamara, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh, and H. L. Garvin, "Optically Pumped GaAs Surface Laser With Corrugation Feedback", *Applied Physics letters*, vol. 22, pp. 515, 1973.

[Olivier 2003]

S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, "Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides", *Optics Express*, vol. 11, pp. 1490-1496, 2003.

[Olivier 2002]

S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans les cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée", Thesis in Electronique-Physique: Université Paris VI, 2002,

[Painter 1999]

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.

[Park 2005]

H. K. Park, S. H. Kim, M. K. Seo, Y. G. Ju, S. B. Kim, and Y. H. Lee, "Characteristics of electrically driven two-dimensional photonic crystal lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, pp. 1131-1141, 2005.

[Park 2004]

H. G. Park, S. H. Kim, S. H. Kwon, Y. G. Ju, J. K. Yang, J. H. Baek, S. B. Kim, and Y. H. Lee, "Electrically driven single-cell photonic crystal laser", *Science*, vol. 305, pp. 1444-1447, 2004.

[Pommereau 2004]

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.

[Purcell 1946]

E. M. Purcell, "Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies", *Physical Review*, vol. 69, pp. 681, 1946.

- [Rao 1998]
E. V. Rao, Y. Gottesman, M. Allovon, E. Vergnol, D. Sigogne, A. Talneau, H. Sik, S. Slemptes, B. Theys, and J. Chevalier, "A Significant Reduction of Propagation Losses in InGaAsP-InP Buried-Stripe Waveguides by Hydrogenation", *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 10, 1998.
- [Raffaele 2001]
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.
- [Rennon 2001]
S. Rennon, F. Klopff, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, "12um long edge-emitting quantum dot laser", *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 690-691, 2001.
- [Royer 2005]
P. Royer, "Microscopie et Spectroscopie Optique en Champ Proche". Ecoles Galerne, 2005.
- [Ryu 2003a]
H. Y. Ryu, S. H. Kim, H. G. Park, and Y. H. Lee, "Characteristics of single defect laser modes in a two-dimensional square lattice photonic crystal slab", *Journal of Applied Physics*, vol. 93, pp. 831-837, 2003a.
- [Ryu 2003b]
H. Y. Ryu, M. Notomi, and Y. H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities", *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 4294-4296, 2003b.
- [Ryu 2002]
H. Y. Ryu, H. G. Park, and Y. H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: computational design, fabrication, and characterization", *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, pp. 891-902, 2002.
- [Sakoda 2001]
K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", book, Berlin, Springer, 2001.
- [Sakoda 1999a]
K. Sakoda, "Enhanced light amplification due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals", *Optics Express*, vol. 4, pp. 167-176, 1999a.
- [Sakoda 1999b]
K. Sakoda, K. Ohtaka, and T. Ueta, "Low-threshold laser oscillation due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals", *Optics Express*, vol. 4, pp. 481-488, 1999b.
- [Schwoob-Viasnoff 2004]
E. Schwoob-Viasnoff, "Propagation et Emission dans les guides multimodes à cristaux photoniques bidimensionnels", Thesis: Paris VI, 2004,

[Seassal 2005]

C. Seassal, C. Monat, J. Mouette, E. Touraille, B. Ben Bakir, H. T. Hattori, J. L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, "InP bonded membrane photonics components and circuits: toward 2.5 dimensional micro-nano-photonics", *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 395-407, 2005.

[Song 2005]

B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity", *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207-210, 2005.

[Sugitatsu 2005]

A. Sugitatsu, T. Asano, and S. Noda, "Line-defect-waveguide laser integrated with a point defect in a two-dimensional photonic crystal slab", *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 171106, 2005.

[Sugitatsu 2004]

A. Sugitatsu, T. Asano, and S. Noda, "Characterization of line-defect-waveguide lasers in two-dimensional photonic-crystal slabs", *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 5395-5397, 2004.

[Sugitatsu 2003]

A. Sugitatsu and S. Noda, "Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump", *Electronics Letters*, vol. 39, pp. 213-215, 2003.

[Sünner 2007]

T. Sünner, R. Herrmann, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, "Fine-tuning of GaAs photonic crystal cavities by digital etching", *Microelectronic Engineering*, vol. 84, pp. 1405-1407, 2007.

[Talneau 2004]

A. Talneau, L. Le Gratiet, J. L. Gentner, A. Berrier, M. Mulot, S. Anand, and S. Olivier, "High external efficiency in a monomode full-photonic-crystal laser under continuous wave electrical injection", *Applied Physics Letters*, vol. 85, pp. 1913-1915, 2004.

[Taflove 1998]

A. Taflove, "Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", book, Artech House, Inc, 1998.

[Valentin 2004]

J. Valentin, "Nouvelles approches d'intégration pour les microsystèmes optiques", Thesis in Nanophysique, Nanocomposants, Nanomesures. Toulouse: Institut National des Sciences Appliquées, 2004, 144.

[Weidner 2006]

E. Weidner, S. Combrié, N. V. Q. Tran, S. de Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty, "Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity", *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 221104, 2006.

[Yablonovitch 1991]

E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, "Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", *Physical Review Letters*, vol. 67, pp. 2295, 1991.

[Yamamoto 1978]

Y. Yamamoto, T. Kamiya, and H. Yanai, "Improved Coupled Mode Analysis of Corrugated Waveguides and Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-14, pp. 245-248, 1978.

[Yang 2007]

T. Yang, A. Mock, J. D. O'Brien, S. Lipson, and D. G. Deppe, "Edge-emitting photonic crystal double-heterostructure nanocavity lasers with InAs quantum dot active material", *Optics Letters*, vol. 32, pp. 1153-1155, 2007.

[Yee 1966]

K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEE Trans. ANtennas and Propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.