HAL
open science

Diodes laser tout cristal photonique émettant à 2,3 μm sur substrat GaSb

Brice Adelin

To cite this version:

Brice Adelin. Diodes laser tout cristal photonique émettant à 2,3 μm sur substrat GaSb. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2015. Français. NNT : 2015TOU30089 . tel-01215980v2

HAL Id: tel-01215980

https://theses.hal.science/tel-01215980v2

Submitted on 30 Nov 2016

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *11 Septembre 2015* **par :**

Brice ADELIN

Diodes laser tout cristal photonique émettant à 2,3 µm sur substrat GaSb

---

JURY

David BARAT	Ingénieur, PSA	Examinateur
Alain CAZARRE	Professeur, Université Paul Sabatier - Toulouse III	Président du Jury
Philippe CHRISTOL	Professeur, Université Montpellier II	Rapporteur
Béatrice DAGENS	Directrice de recherche, Institut d'Electronique Fondamentale	Rapporteur
Olivier GAUTHIER-LAFAYE	Chargé de recherche, LAAS-CNRS	Directeur de thèse
Antoine MONMAYRANT	Chargé de recherche, LAAS-CNRS	Co-directeur de thèse
Aurore VICET	Maître de conférence, Université Montpellier II	Invité

École doctorale et spécialité :
GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques
Unité de Recherche :
Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS)
Directeur(s) de Thèse :
Olivier GAUTHIER-LAFAYE et *Antoine MONMAYRANT*
Rapporteurs :
Philippe CHRISTOL et *Béatrice DAGENS*

Remerciements

Après près de quatre ans passés au LAAS, voilà venu le temps de remercier toutes celles et tous ceux qui ont participé à leur manière à la réalisation de ces travaux, et qui ont aidé à la réussite de mon séjour au LAAS.

Je remercie en premier lieu Messieurs Jean-Louis Sanchez et Jean Arlat, directeurs successifs du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, pour m'avoir accueilli. Je remercie Madame Françoise Lozes-Dupuy et Monsieur Olivier Gauthier-Lafaye, responsables du groupe "Photonique", pour m'avoir accueilli et permis de réaliser ce travail.

Je tiens à remercier les différents membres du jury pour avoir évalué mon travail de thèse : Alain Cazarre, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse d'avoir accepté de présider ce jury de thèse ; Béatrice Dagens, Directrice de recherche CNRS à l'Institut d'Electronique Fondamentale, et Philippe Christol, Professeur à l'Université Montpellier II, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse ; David Barat, Ingénieur chez PSA, pour avoir accepté d'être examinateur de mes travaux ; et Aurore Vicet, Maître de conférence à l'Université Montpellier II, d'avoir accepté d'assister à ma soutenance.

Je remercie l'ensemble des permanents de l'équipe "Photonique" avec qui j'ai passé ces quelques années. Mes directeurs de thèse Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant, qui m'ont supporté du stage de master jusqu'à la toute fin de la thèse. Je les remercie de m'avoir fait confiance pendant ces quatre années. Leurs passions pour la recherche, leur rigueur et leurs compétences n'ont jamais cessé de m'étonner, et reste une source d'inspiration. Je les remercie pour leurs conseils, leur soutien, leurs remarques et leurs corrections qui ont permis l'aboutissement de ce travail. Je remercie chaleureusement Françoise Lozes-Dupuy pour son soutien et son aide, notamment pour la phase douloureuse de la rédaction de mon manuscrit de thèse. Je remercie également Guilhem Almuneau et Stéphane Calvez pour leurs encouragements et leur générosité. Je remercie affectueusement Chantal Fontaine pour m'avoir accepté et supporté dans son bureau durant ma dernière année de thèse. Enfin, je remercie les autres membres de l'équipe, Philippe Arguel et Henri Camon pour leur gentillesse, et leur soutien.

Je souhaite remercier mes collègues de l'IES sans qui les plaques épitaxiées n'auraient pu voir le jour. Et tout particulièrement à Aurore Vicet, Yves Rouillard, Michaël Bahriz, ainsi que l'ex-doctorat Quentin Gaimard pour sa bonne humeur, son soutien et les bons moments passés aux Houches.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du service TEAM qui assure le bon fonctionnement de la salle blanche du LAAS, et qui, sans leurs aide, ces travaux n'auraient pu être réalisés. En particulier, je remercie Aurélie Lecestre et Pascal Dubreuil de la zone gravure, pour leurs conseils, leurs disponibilités, leur temps et leur bonne humeur, et sans qui rien n'auraient été possible. Je remercie aussi Djaffar Belharet, ancien membre de TEAM de la zone gravure. Je remercie Ludovic Salvagnac et Guillaume Libaude de la zone métallisation, et Sébastien Pinaud ex-membre de cette zone ; Bernard Rousset, Lucile Mage et Adrien Desmoulin (ex-membre) de la zone de dépôt ; Franck Carcenac pour son aide sur la lithographie électronique et pour toutes ses discussions enrichissantes ; Benjamin Reig, ex-membre de l'équipe Photonique et aujourd'hui membre du service TEAM et responsable de la zone caractérisation ; Jean-Baptiste Doucet pour ses connaissances encyclopédiques en chimie ; ainsi qu'Emmanuelle Daran, Monique Benoît, Laurent Mazenq, et tous les autres membres du service TEAM.

Et enfin comment ne pas remercier les thésards, ex-thésards et post-doctorants de l'équipe avec qui j'ai partagé de très bons moments et qui ont rendu mes années au LAAS agréable à vivre. Je remercie tout d'abord les ex-doctorants Julien Campos, Youness Laaroussi, Fares Chouchane, Kristel Chan Shin Yu et Hejer Makhloufi qui m'ont accueilli en premier. Aux ex-post-doc Scot Mcgregor, joueur expert au billard, et surtout Alexandre Larrue, pour son aide précieuse, ses remarques, ses critiques, et sa grogne attitude... Je remercie et souhaite bonnes chances aux prochains thésards à passer sur le grille : Romain Laberdesque, merci pour toutes les discussions qu'on a pu avoir, ta connaissance des bières notamment des bières belges, et pour tous les moments qu'on a pu passer ensemble ; Gaël Lafleur, la force tranquille, merci pour m'avoir soutenu et suivi lors de soirées improvisées, merci pour ta gentillesse ; Ksenia Sharshavina, le char russe dans toute sa splendeur. Et merci aux nouveaux qui sont encore jeunes et insouciants : Ludovic Marigo-Lombart, dit Lulu, expert en baby-foot, pour son soutien infaillible et son aide ; Kevin Louarn ou Kékètte pour les intimes, qui arrivera peut être à surfer un jour ; Sylvain Augé ou Sysy, qui avec Anatole forment les seuls supporteurs de foot de l'équipe, t'inquiète Sysy si c'est pas cette

année, c'est l'année prochaine que le TFC sera en Ligue 2 ; Anatole Heliot ou Totole, le Montpelliérain ; et Clément Arlotti, visage pâle, qui à force de rester devant un ordinateur finira avec un cancer des yeux... Et enfin je remercie Sylvain Pelloquin, dit Pépé, pour sa bonne humeur, les moments passés ensemble et qui m'a appris le poker ; et Benjamin Portier, le parisien, personne n'est parfait, et à qui j'ai envie de dire, oui dans le Sud on a de la culture...

Je remercie aussi mes autres amis du LAAS, Sami Abada, pour son soutien, toutes les pauses passées ensemble ; Brieux qui espère battre mon record de quatre ans de thèse ; Audrey, Ahmet, Adrien, Youcef...

Enfin, j'en profite pour adresser un immense merci à ma famille, mes parents, mes frères et ma sœur, pour leur soutien lors de ma thèse, mais aussi dans chaque étape de ma vie. Qu'ils trouvent ici l'expression de mon amour et de ma gratitude.

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

Merci à toutes et à tous, bonne chance et bonne route !!!!

Sommaire

Introduction générale **5**

1 Sources laser émettant à 2,3 µm pour la détection de gaz **7**
1.1 Introduction . . . 8
1.2 Détection de gaz dans le moyen infra-rouge . . . 9
1.3 Source multi-longueurs d'onde pour les systèmes de détection de gaz . . . 10
1.4 Filières d'alliages III-V pour une émission à 2,3 µm . . . 12
1.4.1 Filière InP . . . 12
1.4.2 Filière GaSb . . . 13
1.5 Sources lasers monomodes émettant à 2,3 µm . . . 14
1.5.1 Sources lasers VCSELs . . . 14
1.5.2 Lasers DFB à réseaux unidimensionnels . . . 16
1.6 Sources laser à cristaux photoniques . . . 19
1.6.1 Cavités verticales incorporant des cristaux photoniques . . . 19
1.6.1.1 Miroir à base de réseau sub-longueur d'onde à fort contraste d'indice . . . 19
1.6.1.2 Emission surfacique contrôlée par un cristal photonique bidimensionnel . . . 20
1.6.2 Cavités horizontales incorporant des cristaux photoniques . . . 21
1.6.2.1 Réflecteurs localisés à base de cristaux photoniques . . . 21
1.6.2.2 Cavités "tout cristal photonique" . . . 23
1.7 Conclusion . . . 25

2 Conception de diodes laser tout cristal photonique **27**
2.1 Introduction . . . 28
2.2 Modélisation d'un guide à défaut . . . 29
2.2.1 Le guide à défaut . . . 29
2.2.2 Méthode des ondes planes . . . 30
2.2.3 Méthode FDTD . . . 35
2.2.4 Approche "membrane", approche "substrat" . . . 36
2.3 Méthodologie d'étude . . . 38
2.3.1 Définition de la cellule de calcul . . . 38
2.3.1.1 Dimensionnement vertical . . . 38
2.3.1.2 Dimensionnement horizontal . . . 40
2.3.2 Amélioration de l'extraction inverse d'harmoniques . . . 41
2.3.2.1 Optimisation de la source . . . 41
2.3.2.1.1 Optimisation fréquentielle de la source . . . 41
2.3.2.1.2 Optimisation spatiale de la source . . . 43
2.3.2.1.2.1 Profils des modes guidés . . . 43
2.3.2.1.2.2 Profil longitudinal . . . 45
2.3.2.1.2.3 Profil transverse . . . 46
2.3.2.1.2.4 Profil vertical . . . 47
2.3.2.2 Séparation modale . . . 48
2.3.2.2.1 Algorithme d'extraction inverse d'harmoniques . . . 48
2.3.2.2.2 Nouveau algorithme d'extraction inverse d'harmoniques . . . 50
2.4 Étude minutieuse du guide W5 . . . 51
2.4.1 Détermination de deux zones d'intérêts de fonctionnement . . . 51
2.4.1.1 Première zone d'intérêt de fonctionnement . . . 51

2.4.1.1.1 Cartographie du minimum de perte - Détermination de la première zone d'intérêt . . . 51
2.4.1.1.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la première zone de fonctionnement . . . 53
2.4.1.1.3 Origine physique . . . 55
2.4.1.1.3.1 Cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v . . . 55
2.4.1.1.3.2 Analyse de l'évolution de α_n et α_v en fonction de ϵ_G . . . 56
2.4.1.2 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement . . . 60
2.4.1.2.1 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt . . . 60
2.4.1.2.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la deuxième zone de fonctionnement . . . 60
2.4.2 Pertes réelles . . . 61
2.5 Structures alternatives . . . 64
2.5.1 Guides larges . . . 64
2.5.1.1 Cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v de guide large 64
2.5.1.2 Détermination de la première zone d'intérêt de fonctionnement . . . 69
2.5.1.3 Détermination de la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement . . . 69
2.5.1.4 Détermination d'un critère de mérite . . . 70
2.5.2 Réduction de la profondeur des trous . . . 71
2.5.3 Tranchées à maille carrée . . . 73
2.5.3.1 Tranchées étroites à maille carrée . . . 73
2.5.3.1.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes des modes n et v pour des tranchées à maille carrée . . . 73
2.5.3.1.2 Cartographie du minimum de pertes - Détermination de la première zone d'intérêt . . . 75
2.5.3.1.3 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt . . . 75
2.5.3.1.4 Faisabilité technologique de la structure à base de tranchées à maille carrée . . . 76
2.5.3.2 Tranchées larges à maille carrée . . . 76
2.5.3.2.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes pour la structure à base de tranchées larges à maille carrée . . . 76
2.5.3.2.2 Première zone d'intérêt de fonctionnement pour la structure à base de tranchées larges à maille carrée . . . 78
2.5.3.2.3 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement pour les tranchées larges à maille carrée . . . 78
2.5.3.2.4 Détermination de la zone d'intérêt de fonctionnement associé au facteur de mérite C pour les tranchées larges à maille carrée . . . 79
2.5.4 Tranchées à maille hexagonale . . . 80
2.5.4.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes des modes n et v pour des tranchées à maille hexagonale . . . 80
2.5.4.2 Première zone d'intérêt de fonctionnement pour la structure à base de tranchées à maille hexagonale . . . 82
2.5.4.2.1 Cartographie du minimum de perte - Détermination de la première zone d'intérêt . . . 82
2.5.4.2.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la première zone de fonctionnement . . . 82
2.5.4.3 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement pour les tranchées à maille hexagonale . . . 83
2.5.4.3.1 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt . . . 83
2.5.4.3.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la deuxième zone de fonctionnement . . . 84
2.5.4.4 Détermination de la zone d'intérêt de fonctionnement associé au facteur de mérite C pour les tranchées à maille hexagonale . . . 86
2.6 Conclusion . . . 87

3 Développement d'un procédé de fabrication de diodes laser tout cristal photonique 89
3.1 Introduction . . . 90
3.2 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D sur GaAs et GaSb par gravure sèche 91
3.2.1 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D dans la filière GaAs par réacteur ICP ou CCP . . . 91
3.2.2 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D dans la filière GaSb par réacteur ICP ou CCP . . . 92
3.3 Gravure profonde . . . 93
3.3.1 Présentation du bâti ICP . . . 93
3.3.1.1 Génération du plasma . . . 93
3.3.1.2 Rôle des électrons . . . 94
3.3.1.3 Gaine électrostatique . . . 94
3.3.1.4 Puissance RF biais . . . 94
3.3.2 Problématique de la dérive du bâti de gravure ICP . . . 94
3.3.3 Hétérostructure avec 65% d'aluminium dans la gaine supérieure . . . 95
3.3.4 Optimisation du procédé de gravure . . . 96
3.3.4.1 Impact de la puissance de la source P_{ICP} . . . 96
3.3.4.2 Impact du taux d'Argon . . . 99
3.3.4.3 Impact du taux de Cl_2 . . . 100
3.3.4.4 Impact de la pression . . . 102
3.3.4.5 Procédé optimisé de gravure profonde - Limite du procédé . . . 104
3.4 Réalisation technologique . . . 107
3.4.1 Procédé technologique complet . . . 107
3.4.1.1 Première étape principale . . . 108
3.4.1.2 Deuxième étape principale . . . 108
3.4.1.3 Troisième étape principale . . . 108
3.4.2 Amélioration du procédé de réalisation technologique . . . 108
3.4.2.1 Masque tri-couche . . . 108
3.4.2.2 Codage du masque . . . 109
3.4.2.2.1 Codage des trous des CP . . . 109
3.4.2.2.2 Tranchées d'isolation électrique . . . 112
3.4.2.3 Gravure . . . 112
3.4.2.4 Ouverture du contact face avant . . . 112
3.4.3 Procédé technologique final . . . 113
3.5 Conclusion . . . 116

Conclusion générale 117
Bibliographie . . . 119

Introduction générale

Le développement des diodes laser en général a permis un fort développement des techniques optiques dans tous les secteurs de la vie courante.

De nombreux développements technologiques ont permis de toujours en améliorer les performances, et les travaux sur l'épitaxie de matériaux différents ont permis d'étendre la gamme spectrale accessible pour couvrir de manière quasi-continue le spectre électromagnétique entre 400 nm et 20 µm. Dans un autre volet de recherche, les travaux portant sur des structures de cavités laser ont permis d'améliorer les performances modales et spectrales des diodes laser à semi-conducteur : émission monomode spatiale, M^2 de faisceau tendant vers 1, contrôle de l'émission spectrale...

Ces dix dernières années, le développement des cristaux photoniques et des technologies associées a permis de franchir un nouveau pas dans le développement de cavités laser semi-conductrices. La structuration périodique de la matière à l'échelle de la longueur d'onde a permis d'introduire un contrôle sans précédent sur l'établissement des modes laser dans les cavités. Des cavités ultra-courtes, à faible volume modal ont pu être conçues, ainsi que des cavités longues présentant un très fort contrôle modal. Cependant, l'essentiel de ces sources ne fonctionne que sous pompage optique, et très peu de sources fonctionnant sous pompage électrique ont pu être réalisées.

L'objectif de mes travaux de doctorat était de démontrer que des sources laser semi-conductrices à cavité entièrement définie par cristal photonique et fonctionnant sous pompage électrique pouvaient être démontrées dans la filière GaSb avec des performances compatibles avec un cahier des charges applicatif. Ces travaux se sont naturellement intégrés au projet ANR MIDAS. Ce projet collaboratif entre le LAAS-CNRS à Toulouse et l'IES à Montpellier visait à démontrer des barrettes de diodes laser monomodes optimisées pour la détection et la discrimination de gaz (méthane) dans l'atmosphère. L'option choisie pour réaliser ces composants était d'utiliser une cavité horizontale tout cristal photonique, émettant par la tranche. Cette géométrie nous paraissait en effet présenter le potentiel d'intégration nécessaire à l'obtention d'une source laser multiplexée en longueur d'onde. Ce projet présentait plusieurs verrous. Le premier concernait la conception de structures tout cristal photonique permettant de remplir simultanément tous les critères de performances (émission monomode spectrale avec un bon taux de suppression de mode, émission suffisamment puissante pour permettre l'utilisation de techniques de détection de type QEPAS, réalisation monolithique de plusieurs lasers...). Le second verrou concernait la réalisation de structures tout cristal photonique dans des hétérostructures GaSb. Ce type de structure n'avait jamais été jamais été réalisée au démarrage de cette thèse. Il s'inscrivait dans un champ de recherches très actif au niveau international : la réalisation de diodes laser antimoniures de hautes performances ouvrant un champ très vaste de débouchés applicatifs.

Le mémoire est donc logiquement scindé en trois grandes parties.
Un premier chapitre présente le contexte de la thèse et les objectifs de performances du projet MIDAS. L'état de l'art des performances des sources laser semi-conductrices émettant dans la gamme spectrale visée montre la diversité des architectures de cavité développées dans la filière GaSb et les potentialités des cavités à base de cristaux photoniques encore très peu explorées.

Un second chapitre détaille les travaux théoriques de conception de ce type de cavité. La complexité et le volume des cavités laser dans l'approche substrat que nous avons retenu a motivé un travail approfondi de mise en place d'une méthodologie de modélisation. Celle-ci est ensuite appliquée à la conception et à la comparaison de plusieurs géométries de laser tout cristal photonique (CP) sur GaSb pour une émission monomode à 2.3 µm.

Un troisième chapitre détaille enfin les travaux technologiques réalisés durant la thèse visant à la démonstration expérimentale de ce type de source. Ces travaux se sont consacrés à lever le verrou de la gravure profonde et à haut rapport de forme dans ce type de matériau. Un procédé a été développé, et nous avons ensuite proposé un procédé technologique complet de fabrication de diodes laser incorporant l'étape de réalisation des cristaux photoniques.

Chapitre 1

Sources laser émettant à 2,3 µm pour la détection de gaz

1.1 Introduction

La spectroscopie de gaz par absorption par diodes laser accordables requiert des sources laser à semiconducteur à haute qualité spectrale et adaptées aux raies d'absorption des gaz étudiés. Le domaine spectral autour de la longueur d'onde de 2,3 µm est particulièrement riche d'intérêt pour la détection de polluants et de gaz environnementaux. Cependant, il n'existe à ce jour aucune diode laser dont les caractéristiques d'émission à 2,3 µm répondent pleinement aux besoins de ce type de spectroscopie.

Après un rappel du système d'instrumentation spectroscopique et du cahier de charges des diodes laser, ce chapitre donne une vue générale des sources émettant dans le domaine spectral voisin de 2,3 µm. Il précise les dernières avancées obtenues en filière d'alliages GaSb, la plus appropriée pour ce domaine spectral, pour des cavités laser assurant une émission monomode, en cavité horizontale ou verticale. Il indique enfin les nouvelles voies d'ingénierie apportées par les cristaux photoniques pour améliorer les performances des sources laser, ou pour proposer de nouvelles architectures compactes facilitant l'intégration des sources sur une seule puce.

1.2 Détection de gaz dans le moyen infra-rouge

La gamme de longueurs d'onde du moyen infrarouge (MIR), allant de 2 à 5 µm, présente plusieurs fenêtres de transparence (autour de 2,3 µm et de 3,4 à 4 µm) où l'absorption par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone est très faible (Figure 1.1). L'existence de ces fenêtres est mise à profit pour la détection de molécules gazeuses de l'atmosphère, telles que le monoxyde de carbone ou le méthane. Plusieurs raies d'absorption peuvent être utilisées en spectroscopie, l'intensité de ces raies pouvant varier de façon significative : par exemple, l'absorption du méthane (CH_4) à 3,26 µm est 40 fois plus importante qu'à 2,31 µm, et 200 fois plus grande qu'à 1,65 µm. La gamme 2-5 µm donne accès à plusieurs applications de détection de polluants dans les environnements d'industries ou de véhicules (CH_4, CO, HCl), comme le contrôle de procédés industriels (NH_3, HF), la mesure du rapport isotopique de l'eau (HDO/H_2O) pour la paléoclimatologie, ou comme outil de diagnostic médical (CO_2).

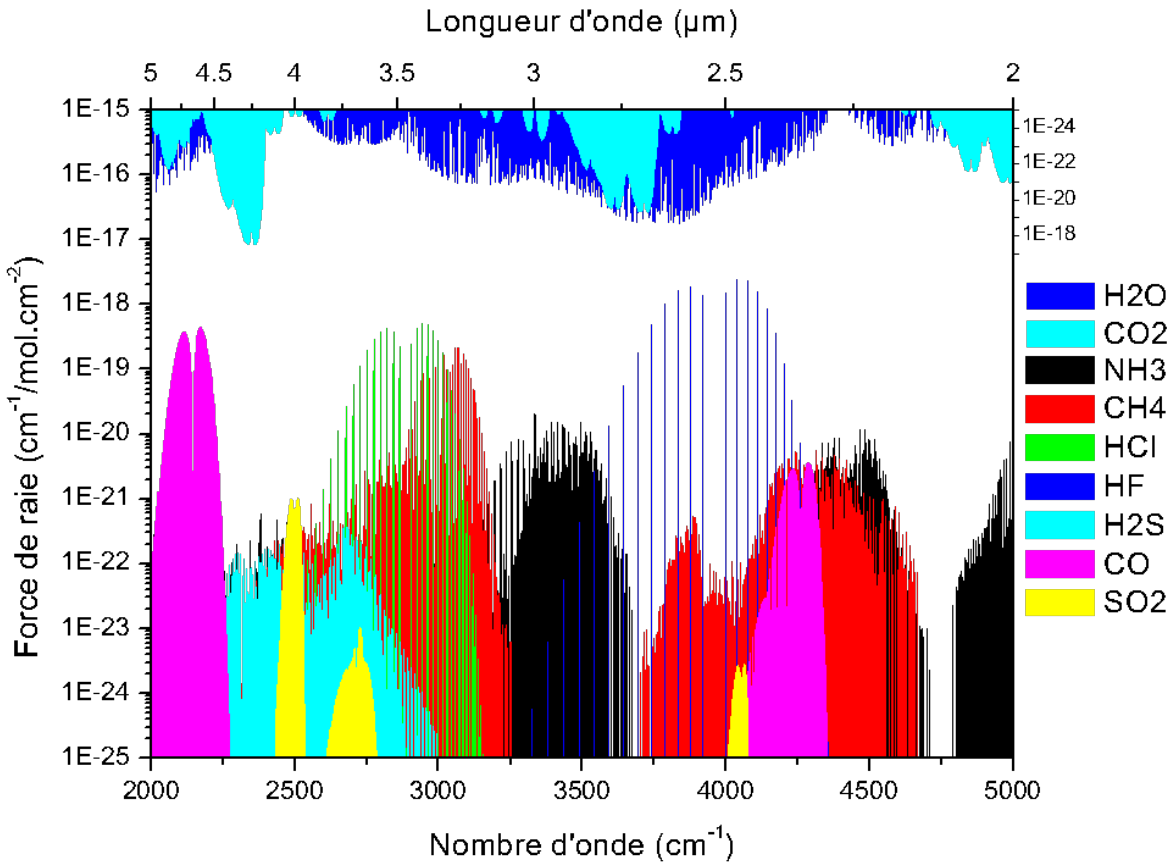


FIGURE 1.1 – Intensité des raies d'absorption de différentes espèces gazeuses entre 2 et 5 µm (Données HITRAN 96 [1])

Dans ce mémoire, la longueur d'onde d'émission laser retenue est $\lambda = 2{,}3$ µm. Cette longueur d'onde correspond à la fenêtre de transparence pour la détection notamment du CH_4, du CO et du HF.

1.3 Source multi-longueurs d'onde pour les systèmes de détection de gaz

Pour les applications de détection de gaz dans le MIR, l'approche usuelle est la Spectroscopie d'absorption par Diodes Laser Accordables (SDLA ou TDLAS : Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy). Cette technique présente de nombreux avantages : système compact, autonome, réponse instantanée et sélective.
Le principe de fonctionnement de cette technique est le suivant : une diode laser accordable émet à travers une espèce gazeuse à détecter, et le signal transmis est enregistré via un détecteur (figure 1.2). La nature et la concentration de l'espèce gazeuse se déduisent de la position et la largeur du pic d'absorption ainsi détectées.

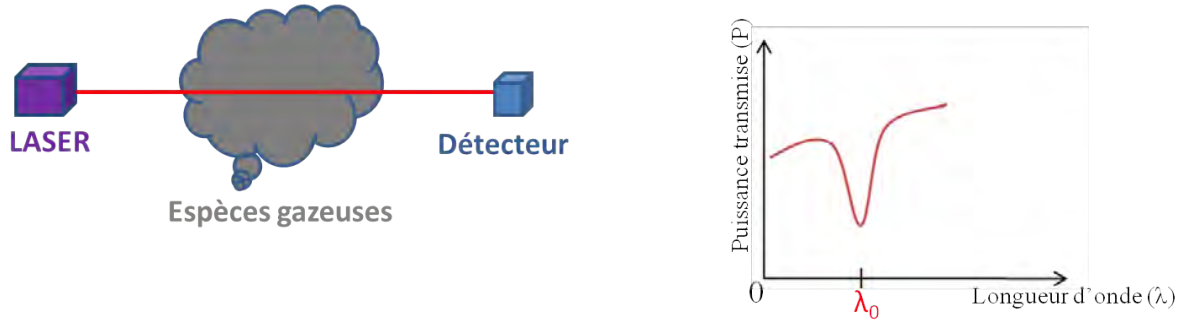


FIGURE 1.2 – Principe de la détection de gaz par la Spectroscopie d'absorption par Diodes Laser Accordables

La technique SDLA nécessite une source laser monomode longitudinalement et transversalement, accordable en longueur d'onde sur plusieurs dizaines de nanomètres, sans saut de mode. Ces conditions nécessitent le développement de diodes laser spécifiques et hautement performantes. De plus, on peut noter que la gamme 2-5 µm est encore peu accessible car elle n'a pas bénéficié des efforts technologiques aussi importants que ceux menés sur les filières GaAs (proche infra-rouge) et InP (télécommunications). Cependant, au cours de cette dernière décennie, la filière GaSb a atteint un degré de maturité qui permet désormais de disposer de composants photoniques d'intérêt pratique au voisinage de 2,3 µm, en particulier des diodes laser à pompage électrique, fonctionnant en continu et à température ambiante.

Une approche alternative à la SDLA est la méthode de spectroscopie d'absorption à diodes laser accordables multiplexées (MTDLAS : Multiplexed Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy). Cette méthode repose sur l'utilisation de plusieurs sources accordables et multiplexées pour couvrir la gamme spectrale étudiée. Elle autorise ainsi l'utilisation de diodes à gamme d'accordabilité plus étroite ($\sim$ nm).

Dans ce contexte, nous proposons une solution intégrée et compacte qui repose sur un réseau monolithique de lasers accordables, à fréquence unique, avec des longueurs d'onde d'émission uniformément réparties dans la plage d'intérêt. On remplace ainsi un laser qui serait accordable sur une grande gamme de longueurs d'onde, par une barrette de n lasers qui seraient accordables sur une gamme de longueurs d'onde n fois plus étroite.

L'objet de ce mémoire est d'explorer la faisabilité de diodes laser émettant au voisinage de 2,3 µm, et répondant au cahier des charges de la MTDLAS.
L'approche retenue concerne une solution compacte multi-longueurs d'onde, réalisée par une barrette monolithique de diodes laser monomodes, étroitement espacées en longueur d'onde. Chaque laser de la barrette doit répondre au cahier des charges suivant :

- fonctionnant sous pompage électrique
- fonctionnant en régime continu
- fonctionnement à température ambiante (ou avec un seul étage de refroidisseur Peltier)
- émission à une longueur d'onde stable et précise, avec $\lambda_{emission} \in$ [2,2-2,4] µm
- émission monomode (SMSR > 25 dB)
- émission fine spectralement ($\sim$ MHz)

— puissance de sortie élevée ($\sim$ 10 mW)
— accordable via la température ou le courant d'injection (sur une plage $\Delta > 1$ nm)
— pas de saut de mode sur la gamme d'accordabilité ($\sim$ 100 nm).

1.4 Filières d'alliages III-V pour une émission à 2,3 µm

Le domaine du moyen-infrarouge a longtemps souffert d'un manque de matériaux à faible énergie de bande interdite pour développer des composants photoniques performants, fonctionnant à température ambiante.
Les grandes longueurs d'onde, supérieures à 4 µm, ont été atteintes en exploitant les transitions inter-sous bandes, notamment dans le système AlGaAs/GaAs. Les lasers à cascade quantique s'imposent désormais comme sources de choix dans un vaste domaine allant jusqu'aux fréquences THz.
La gamme spectrale 2-4 µm est encore insuffisamment maîtrisée. Au-cours de ces dernières années, deux voies de recherches ont été menées :

— pousser aux limites le domaine spectral accessible par le système InGaAsP/InP, par une ingénierie de la contrainte dans les puits GaInAs
— maîtriser la technologie d'alliages quaternaires ou quinaires sur substrat GaSb, pour exploiter leurs potentialités sur tout la gamme 2-4 µm.

1.4.1 Filière InP

La filière InP est une filière parfaitement maîtrisée pour couvrir la gamme spectrale des télécommunications optiques. Cependant, l'émission aux longueurs d'onde supérieures à 2 µm nécessite une ingénierie spécifique des puits quantiques (figure 1.3) poussant aux limites les potentialités d'émission accessibles par la filière InP.
Des structures actives à base de puits quantiques GaInAs de type I (figures 1.4 page suivante - 1.3) ont permis la réalisation de sources laser telles que des lasers à cavité verticales et émission surfacique (VCSEL) [2] [3] [4] [5], et des lasers conventionnels de type Pérot-Fabry [6] [7]. Le taux de contrainte dans les puits est très élevé imposant une ingénierie de la contrainte entre les différents puits et les barrières. Les performances de ces lasers sont en deçà de celles démontrées actuellement en filière GaSb.

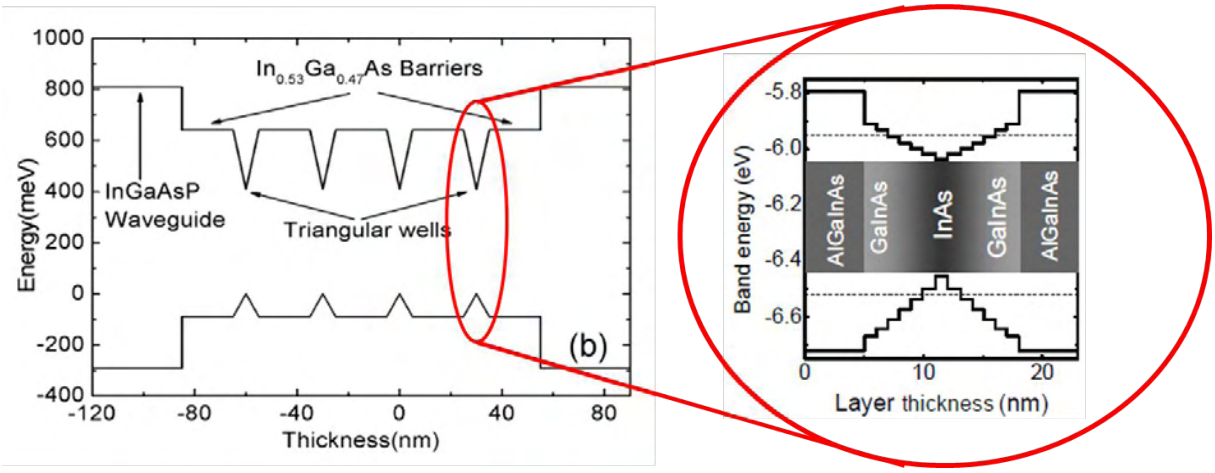


FIGURE 1.3 – Structure active à base d'InGaAsP/InP, émettant à 2,3 µm, d'après [6] [5]

Une autre approche pour atteindre une émission au delà de 2 µm, est de réaliser des puits quantiques de type II (figure 1.4 page suivante) [8]. Une émission à 2,55 µm a été obtenue à 40 °C en régime pulsé [9].

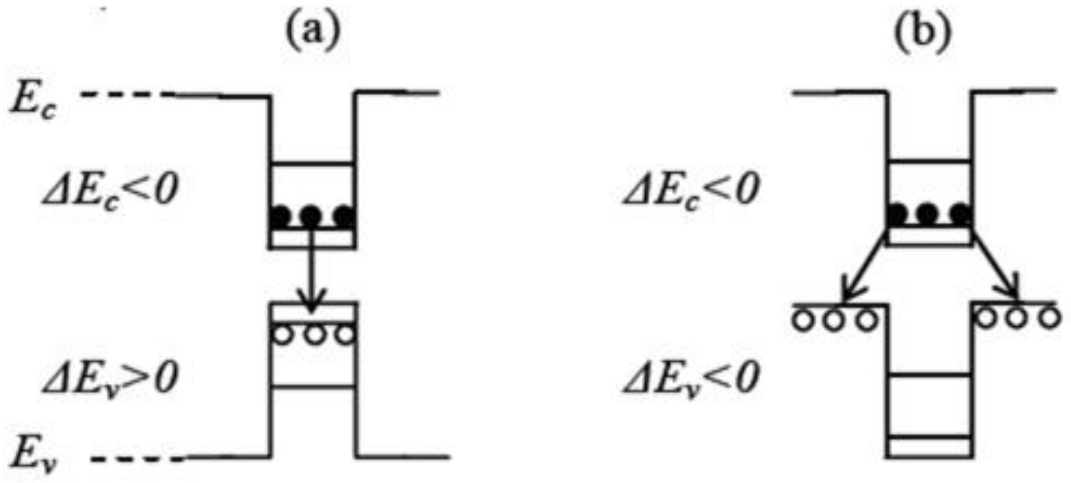


FIGURE 1.4 – (a) Puits quantique de type I : les électrons et les trous sont confinés dans les puits quantiques ; (b) Puits quantique de type II : les électrons sont localisés dans la bande de conduction des puits quantiques, et les trous sont dans la bande de valence de la barrière d'après [10]

1.4.2 Filière GaSb

Le domaine spectral 2-3 µm peut être couvert par le système de matériaux GaInAsSb/AlGaAsSb épitaxiés sur substrat GaSb. Le milieu actif est constitué de puits quantiques contraints GaInAsSb de type I dont une représentation typique [10] est donnée sur la figure 1.5 pour une émission à 2,3 µm :

- deux puits de $Ga_{0.61}In_{0.39}As_{0.18}Sb_{0.82}$ ont une épaisseur de 10 nm
- ils sont espacés par une barrière en $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.023}Sb_{0.977}$ de 28,7 nm d'épaisseur
- et entourés de deux barrières en $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.023}Sb_{0.977}$ d'une épaisseur de 375 nm
- le confinement optique est assuré par deux couches de $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.06}Sb_{0.94}$ de 1 µm d'épaisseur.

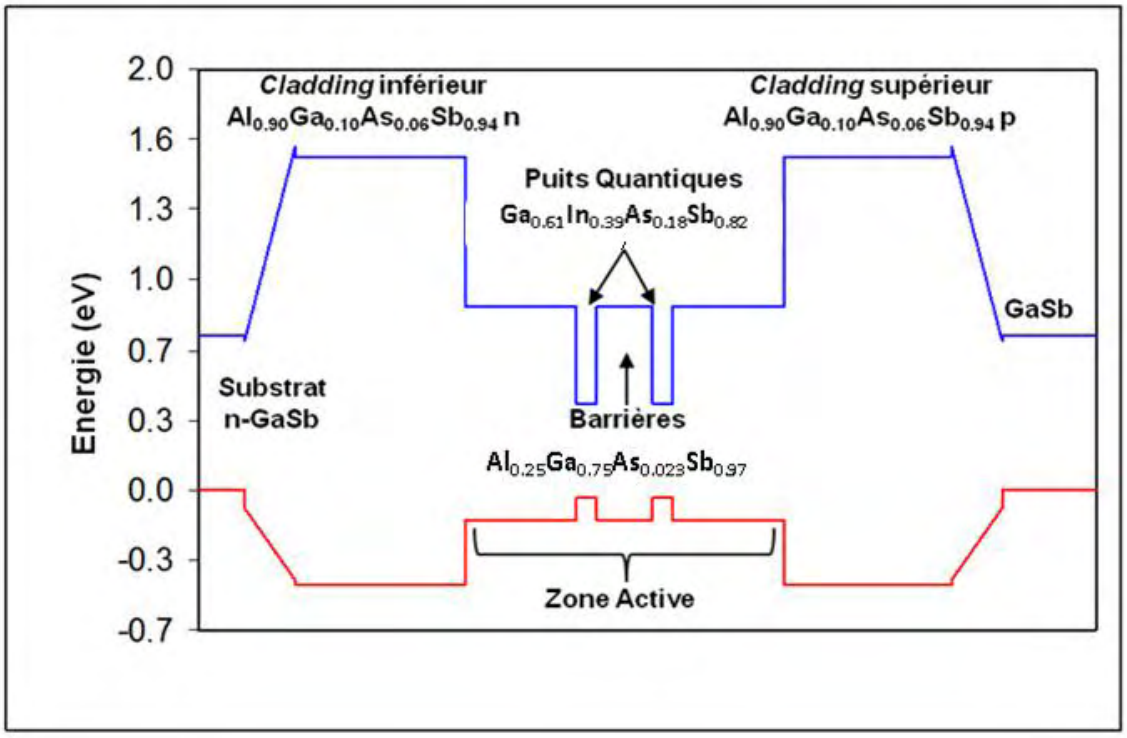


FIGURE 1.5 – Structure de bande typique d'un laser émettant à 2,3 µm d'après [10]

1.5 Sources lasers monomodes émettant à 2,3 µm

1.5.1 Sources lasers VCSELs

Les lasers tels que les VCSELs (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser ou laser à cavité verticale émettant par la surface) sont des sources particulièrement intéressantes, par leur fonctionnement monomode longitudinal, inhérent à la courte longueur de cavité. De plus, ils présentent des caractéristiques avantageuses : faisceau circulaire, bande passante élevée, architecture compatible avec une intégration de sources bidimensionnelles...
Le domaine spectral 2,2-2,4 µm a été tout d'abord obtenu en pompage optique, mais la complexité et le coût de mise en œuvre du système intégrant le pompage sont des inconvénients majeurs pour des capteurs d'intérêt pratique.
L'état de l'art des sources VCSELs émettant au voisinage de 2,3 µm (tableau 1.1 page suivante) met en évidence que le fonctionnement en régime continu, à température ambiante et sous pompage électrique n'a été atteint qu'en 2008.
La puissance émise en régime continu et à température ambiante reste faible, de l'ordre de la centaine de µW. Les seuls VCSELs ayant une puissance de sortie de l'ordre du mW fonctionnent en régime pulsé, malgré l'insertion de jonctions tunnels dans la structure VCSEL [11].
La réalisation de diaphragmes de quelques microns de diamètre a permis d'obtenir un fonctionnement monomode stable avec des taux de suppression de modes (SMSR) supérieurs à 20 dB. L'accordabilité est réalisée en ajustant le courant ou la température (typiquement 1 nm/mA ou 0,2 nm/ $^{\circ}$K).

Année	Auteur Laboratoire Référence	Structure Zone active	Diaphragme (diamètre Φ)	Miroirs Bragg	**Performance électrique :** Régime Densité de courant de seuil J_{th} / Courant de seuil I_{th} Puissance délivrée P Température	**Performance spectrale :** Monomode / multimode λ SMSR Accordabilité Γ Gamme d'accordabilité Δ
1998	Baranov et al. IES [12]	6 QW - 6,5 nm : $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb_{0.9}As_{0.1}$ + GaSb Barrière - 22 nm - GaSb + 225 nm - GaSb Substrat GaSb	Mésa Φ = 200 µm Oxyde	Bas : 17,5 périodes $AlSb_{0.93}As_{0.07}Ga$ Haut : 15 périodes $AlSb_{0.93}As_{0.07}Ga$	Pulsé J_{th} = 2kA/cm^2 P = 20 mW 296 ° K	Monomode λ = 2,2 µm
2006	Ortsiefer et al. Vertalis GmbH / Institut Walter Schottky [2]	4 QW - 1 nm : InAs Barrière -?? nm - InGaAs + InGaAsP Substrat InP	Mésa Φ = 15 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 30,5 périodes InGaAs/InAlAs Haut : Diélectrique - 2,5 périodes ??? nm CaF_2 /??? nm a-Si	Pompage électrique Continu I_{th} = 12,8 mA P_{max} = 1,47 mW (273 ° K) 293 ° K	Multimode λ = 2,3 µm SMSR = 10 dB $\Gamma \sim$ 0,28 nm/mA Δ = 4,2 nm
2008	Bachmann et al. Institut Walter Schottky [13]	5 QW - 11 nm : $Ga_{0.63}In_{0.37}Sb_{0.97}As_{0.09}$ Barrière - 8 nm - $Al_{0.33}Ga_{0.67}As_{0.03}Sb_{0.97}$ Substrat GaSb	Mésa Φ = 9 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 24 périodes $GaSb/AlAs_{0.09}Sb_{0.91}$ Haut : Diélectrique - 4 périodes a-Si/SiO_2	Pompage électrique Continu J_{th} = 5,2 kA/cm^2 P_{max} = 87 µW (295 ° K) 283 ° K	Monomode λ = 2,325 µm SMSR = 14,6 dB
2008	Ducanchez IES [14]	5 QW (type I)- 10 nm : $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb_{0.9}As_{0.1}$ Barrière - 20 nm - $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.04}Sb_{0.96}$ Substrat GaSb	Mésa Φ = 20 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 20 périodes $GaSb/AlAs_{0.07}Sb_{0.93}$ Haut : 18 périodes $GaSb/AlAs_{0.07}Sb_{0.93}$	Pompage électrique Continu J_{th} = 1,1 kA/cm^2 294 ° K	Multimode λ = 2,3 µm Γ = 0,31 nm/mA
2009	Bachmann et al. Institut Walter Schottky [15]	5 QW - 11 nm : $Ga_{0.63}In_{0.37}Sb_{0.11}As_{0.89}$ Barrière - 8 nm - $Al_{0.33}Ga_{0.67}As_{0.03}Sb_{0.97}$ Substrat GaSb	Mésa Φ = 5,5 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 24 périodes $GaSb/AlAs_{0.09}Sb_{0.91}$ Haut : 18 périodes a-Si/SiO_2	Pompage électrique Continu J_{th} = 2,9 kA/cm^2 P_{max} = 440 µW (253 ° K) 303 ° K	Monomode λ = 2,3 µm SMSR > 20 dB Γ = 0,22 nm/ ° K ; 0,59 nm/mA Δ = 13 nm ; 8 nm
2011	Amann et al. Institut Walter Schottky [16]	? QW -?? nm : GaInSbAs Barrière -? nm - AlGaAsSb Substrat GaSb	Mésa Φ = 6 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 24 périodes $GaSb/AlAs_{0.08}Sb_{0.92}$ Haut : Diélectrique - 4 périodes a-Si/SiO_2	Pompage électrique Continu I_{th} = 1,2 mA P_{max} = 800 µW (???° K) 273 ° K	Monomode λ = 2,33 µm SMSR = 25 dB Γ = 0,24 nm/ ° K ; 1,03 nm/mA Δ = 8 nm ; 10 nm
2012	Sanchez et al. IES [17]	5 QW (Type I) - 10 nm : GaInSbAs Barrière - 15 nm - AlGaAsSb Substrat GaSb	Mésa Φ = 6 µm Jonction tunnel enterrée	Bas : 24 périodes $GaSb/AlAs_{0.08}Sb_{0.92}$ Haut : Diélectrique - 22 périodes ???? AlGaAsSb	Pompage électrique Continu J_{th} = 4,5 kA/cm^2 P_{max} = 75 µW (???° K) 293 ° K	Monomode λ = 2,3 µm SMSR = 20 dB Γ = 1,3 nm/mA Δ = 15 nm

TABLE 1.1 – Sources lasers de type VCSEL émettant dans la gamme 2,2-2,4 µm

1.5.2 Lasers DFB à réseaux unidimensionnels

Le laser DFB est un composant clé qui a été principalement développé pour les systèmes multiplexés en longueur d'onde des télécommunications optiques, dans la gamme spectrale autour de 1,5 µm, accessible par la filière InP. Cependant, les besoins en sources monomodes accordables sur quelques nanomètres pour la spectroscopie des gaz (MTDLAS) suscitent de nombreux travaux sur des sources DFB à base de GaSb.

Différentes configurations de cavité DFB ont été proposées pour une émission entre 2,2 et 2,4 µm :

- réseau métallique latéral déposé de part et d'autre du ruban "ridge" [18] [19] [20]
- réseau enterré [21]
- réseau à "ailettes" reposant sur une modulation périodique de la largeur du guide [22]

Ces sources apparaissent, en l'état de l'art actuel, comme les mieux appropriées pour répondre aux besoins de la détection de gaz à 2,3 µm :

- en régime continu, la puissance délivrée atteint 10 à 40 mW à température ambiante
- l'émission monomode est typiquement obtenue avec un taux de suppression de modes supérieur à 30 dB
- l'accordabilité est de l'ordre de quelques nanomètres ($\sim$ 0,2 nm/ $^\circ$K)

Cependant, la faisabilité de barrettes de lasers DFB reste à démontrer, en raison de la forte sensibilité thermique de ces dispositifs, de la faible discrimination modale de l'émission, et d'architectures d'intégration encore non développées.

Année	Auteur Laboratoire Référence	Structure Zone active	Guide Ridge Largeur l Longueur L Hauteur h	Réseau DFB Nature Période a Ordre Rapport cyclique f	**Performance électrique :** Régime Densité de courant de seuil J_{th} / Courant de seuil I_{th} Puissance délivrée P Température	**Performance spectrale :** Monomode / multimode λ (largeur spectrale $\Delta\lambda$) SMSR Accordabilité Γ Gamme d'accordabilité Δ
2004	Schilt et al. EPFL, IES, Nanoplus [18]	3 QW (Type I) - 10 nm : $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb_{0.94}As_{0.06}$ 2 Barrières : $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ + spacers de 355 nm Cladding - 1,5 µm : $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.08}Sb_{0.92}$	l = 2 µm	Réseau latéral Chrome a = 350 nm	Continu I_{th} = 40 mA P = 9 mW 293 °K	Monomode λ = 2,371 µm SMSR > 20 dB Γ = 0,2 nm/°K ; 0,04 nm/mA Δ = 2,4 nm
2004	Hummer et al. Université de Wurtzbourg [23]	2 QW - ? nm : GaInSbAs 1 Barrière - 15 nm : GaSb + spacers de 40 nm 2 couches guidantes - 300 nm : $Al_{0.2}Ga_{0.8}As_{0.02}Sb_{0.98}$ Cladding - 1,8 µm : $Al_{0.5}Ga_{0.5}As_{0.05}Sb_{0.95}$	l = 4 µm L = 800 µm h = 1,9 µm	Réseau latéral Chrome a ∼ 334 nm Réseau du 1er ordre	Continu I_{th} = 30 mA P = 8,5 mW 293 °K	Monomode λ = 2,392 µm SMSR > 33 dB Γ = 0,22 nm/°K ; 0,03 nm/mA Δ = 13,2 nm ; 5 nm Pas de saut de mode
2006	Salhi et al. IES [19]	3 QW (Type I) - 11 nm : $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb_{0.94}As_{0.06}$ 2 Barrières - 30 nm : $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ 1 couche guidante - 350 nm : $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$ Cladding - 1,5 µm : $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.07}Sb_{0.93}$	l = 3-5 µm L = 800 µm	Réseau latéral Métal a = 334 nm Réseau du 1er ordre	Continu I_{th} = 43 mA P ∼ 5,2 mW 293 °K	Monomode λ = 2,3 µm SMSR > 20 dB Γ = 0,22 nm/°K ; 0,04 nm/mA Δ = 7 nm ; 4 nm Pas de saut de mode
2009	Gupta et al. NRC-IMS [20]	3 QW - 9,42 nm : $Ga_{0.6}In_{0.4}Sb_{0.86}As_{0.14}$ 2 Barrières - 30 nm : $Al_{0.24}Ga_{0.76}As_{0.02}Sb_{0.98}$? couche guidante - ? ? ? nm : ? ? ? ? Cladding - 2 µm : $Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.052}Sb_{0.948}$	l = 4 µm L = 400 µm	Réseau latéral Chrome a = 339,6 nm f = 50% Profondeur = 40 nm Réseau du 1er ordre	Continu I_{th} = 45 mA P = 10 mW 293 °K	Monomode λ = 2,396 µm SMSR > 30 dB Γ = 0,2 nm/°K ; 0,073 nm/mA Δ = 8 nm
2014	Gaimard et al. IES [21]	2 QW - 10 nm : $Ga_{0.66}In_{0.34}Sb_{0.91}As_{0.09}$ 1 Barrière - 30 nm : $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$ 2 couches guidantes - 400 nm : $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$ Cladding - 1,3 µm : $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.07}Sb_{0.93}$	l = 12 µm L = 500 µm h = 1,5 µm	Réseau enterré a = 650 nm f = 70% Profondeur = 25 nm Réseau du 2eme ordre - Couplage par l'indice	Continu I_{th} = 40 mA P = 29 mW 288 °K	Monomode λ = 2,2 µm SMSR = 34 dB Γ = 0,3 nm/°K ; 0,028 nm/mA Δ = 6,5 nm ; 2,8 nm Saut de mode

2015	Gaimard et al. IES [22]	2 QW - 9 nm : $Ga_{0.66}In_{0.34}Sb_{0.89}As_{0.11}$ 1 Barrière - 30 nm : $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$ + spacers - 400 nm : $Al_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.02}Sb_{0.98}$ Cladding inférieure - 1,2 µm : $Al_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.07}Sb_{0.93}$ Cladding supérieure - 1,5 µm : $Al_{0.65}Ga_{0.35}As_{0.05}Sb_{0.95}$	l = 12 µm L = 830 µm h = 1,5 µm	Réseau latéral défini sur toute la gaine supérieure a = 660 nm f = 25% Profondeur/longueur corrugation = 1,5/4 µm Réseau du 2eme ordre - Couplage par l'indice	Continu I_{th} = 27 mA P = 40 mW 288 ° K	Monomode λ = 2,28 µm SMSR = 28 dB Γ = 0,21 nm/ ° K ; 0,03 nm/mA Δ = 14,5 nm ; 3,1 nm Saut de mode

Table 1.2 – Sources lasers de type DFB émettant dans la gamme 2,2-2,4 µm en filière GaSb

1.6 Sources laser à cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CP) offrent un grand degré de liberté pour concevoir les cavités laser. Leur exploitation a déjà permis d'obtenir des cavités à très fort coefficient de qualité et à faible volume actif, un meilleur contrôle des caractéristiques spatiales et spectrales de l'émission, ou de nouvelles architectures de cavités compactes intégrant des fonctionnalités optiques originales.
De façon générale, la réalisation pratique des CP est mal maîtrisée, compte-tenu de la diversité des matériaux et des architectures. La filière GaSb est, à ce jour, encore peu explorée. Les réalisations concernent principalement des miroirs à base de réseaux à fort contraste d'indice (CP 1D) ou à base de cristaux photoniques 2D, pour constituer des miroirs de cavité, sélectifs spectralement, disposés en fin de cavité (miroir haute réflectivité) ou entre deux cavités couplées longitudinalement (miroir de faible réflectivité).

1.6.1 Cavités verticales incorporant des cristaux photoniques

1.6.1.1 Miroir à base de réseau sub-longueur d'onde à fort contraste d'indice

Le remplacement d'un miroir de Bragg par un réseau sub-longueur d'onde à fort contraste d'indice permet de surmonter les limitations des VCSELs en procurant le contrôle de polarisation et en permettant l'émission de puissance sur un seul mode transverse. Le miroir de type HCG (High index Contrast subwavelength Grating) apporte une évolution radicale dans l'architecture du VCSEL, par une réduction importante de l'épaisseur de la structure et la taille de l'ouverture compatible notamment avec une émission de puissance [24]. Il permet de réduire les pertes et l'échauffement introduits par les miroirs de Bragg.
Deux concepts de cavités HCG ont été récemment proposés en filière GaSb et sont encore en cours d'étude :

— une première approche repose sur l'incorporation d'un réseau à fort contraste d'indice AlO_x/GaAs qui remplace le miroir supérieur AlAsSb/GaSb d'un VCSEL GaSb [25]. Le miroir est formé d'un réseau de tranchées de 590 nm de large et de 1145 nm de période (figure 1.6 page suivante). Ce miroir présente une réflectivité de l'ordre de 99,5%.

— une seconde approche consiste à reporter une structure VCSEL sur une plateforme SOI (Silicon-On-Insulator) dans laquelle est réalisé le miroir HCG par gravure du silicium [26].

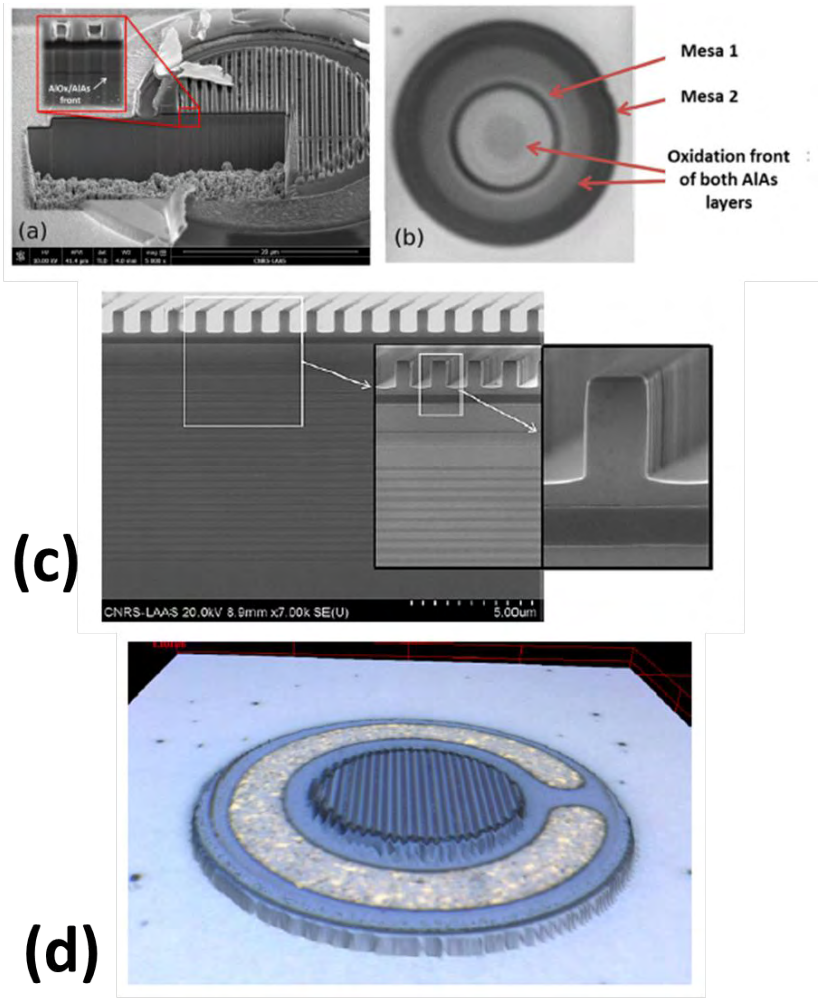


FIGURE 1.6 – (a) Image FIB du VCSEL-HCG montrant l'interface de la couche de confinement de AlGaAs/AlOx ; (b) Image au microscope proche-infrarouge des oxydations latérales des couches AlGaAs ; (c) Image MEB en cross-section du VCSEL-HCG après gravure ; (d) Image au microscope confocal du VCSEL-HCG, d'après [25]

1.6.1.2 Emission surfacique contrôlée par un cristal photonique bidimensionnel

L'incorporation d'une structure à cristaux photoniques 2D sur un guide vertical conventionnel ouvre la voie à des architectures de cavité à émission surfacique, la maille photonique étant conçue pour procurer à la fois la contre-réaction optique et le couplage de la lumière à l'extérieur de la structure.
Ces cavités, appelées PCSELs (Photonic Crystal Surface Emitting Laser) [27], ont été explorées en filière GaSb par le Naval Research Laboratory pour améliorer la qualité optique de sources de puissances émettant dans la gamme 3-4 µm [28].
Une première réalisation de PCSEL émettant à 2,3 µm a été récemment reportée [29]. Le cristal photonique 2D est constitué par des trous (130 nm de diamètre au pas de 650 nm) répartis selon une maille carrée et gravés sur une profondeur de 170 nm (figure 1.7 page suivante). Le PCSEL émet à 2,33 µm, fonctionne à température ambiante mais sous pompage optique. La puissance de pompe au seuil est de 0,35 kW/cm^2 à 290 °K. Ce PCSEL est monomode avec un SMSR supérieur à 27 dB et présente une accordabilité de 0,21 nm/ °K.

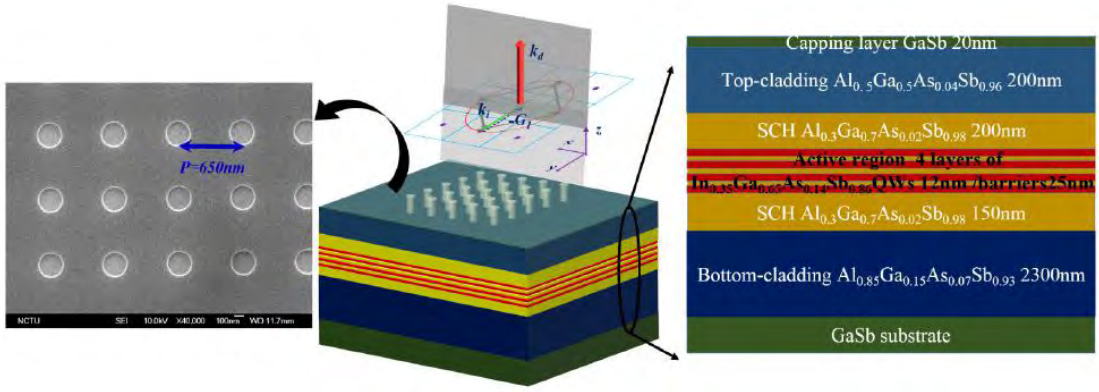


FIGURE 1.7 – A gauche, vue du CP ; milieu, schéma du PCSEL ; à droite, structure épitaxiée, d'après [29]

1.6.2 Cavités horizontales incorporant des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques peuvent être incorporés dans des cavités horizontales selon différentes configurations :

— localement, au sein de la cavité, ils peuvent constituer un réflecteur dont les caractéristiques (coefficient de réflexion, bande spectrale...) sont déterminées par les paramètres de la maille photonique
— ou définissant l'ensemble de la cavité, ils ouvrent la voie à des cavités planaires "tout cristal photonique" pouvant s'intégrer dans des architectures photoniques complexes et monolithiques.

1.6.2.1 Réflecteurs localisés à base de cristaux photoniques

L'utilisation de cristaux photoniques 1D ou 2D permet de remplacer le réflecteur à réseau de Bragg par un miroir constitué par un faible nombre de tranchées (< 5). Des réflectivités supérieures à 80% peuvent être ainsi atteintes en quelques périodes, et permettent des cavités horizontales de faible longueur de cavité (quelques dizaines de microns) offrant à la fois une émission monomode, des performances attractives en modulation, et des possibilités d'intégration nouvelles.
Les premières démonstrations de lasers GaSb à cristaux photoniques ont été effectuées par l'Université de Wurzbourg. La définition d'un miroir de fin de cavité à l'aide d'un miroir à CP 1D, a permis de réaliser une cavité courte de longueur égale à 100 µm [30]. Le miroir est formé de deux séries de 5 tranchées de 2 µm de profondeur. Le courant de seuil est de 72 mA, pour une puissance de sortie maximale de 1,5 mW, à une température de 15 °C. Pour un laser de 230 µm de long, le courant de seuil est de 40 mA avec une puissance de sortie de 7 mW. Ces premières réalisations ont mis en évidence les verrous technologiques liés au procédé de fabrication du miroir (profondeur et rugosité des flancs de gravure).

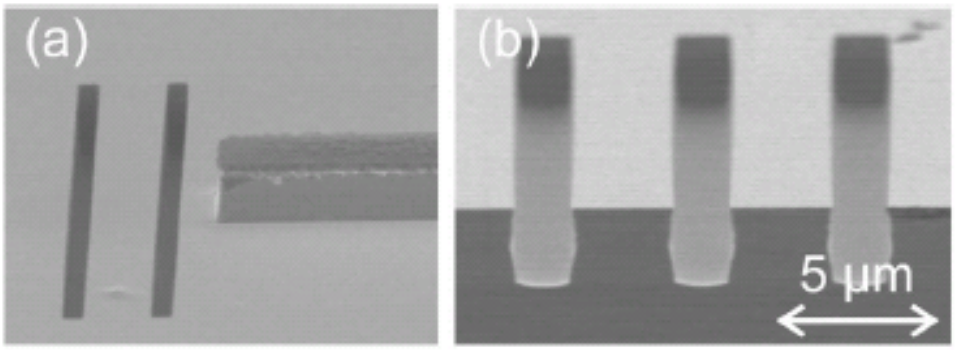


FIGURE 1.8 – Images MEB d'un miroir à CP 1D de fin de cavité formé de trois tranchées, d'après [30]

Le miroir de fin de cavité à CP 1D a été par suite remplacé par un miroir à haute réflectivité à CP 2D (figure 1.9 page suivante) [31]. Les micro-lasers ainsi réalisés ont une longueur de 200 µm et une largeur

de 5 µm. Ces lasers présentent un courant de seuil de 12 mA et peuvent atteindre une puissance de 19 mW. L'émission observée est monomode avec un SMSR de l'ordre de 20 dB, pour une émission autour de 2 µm.

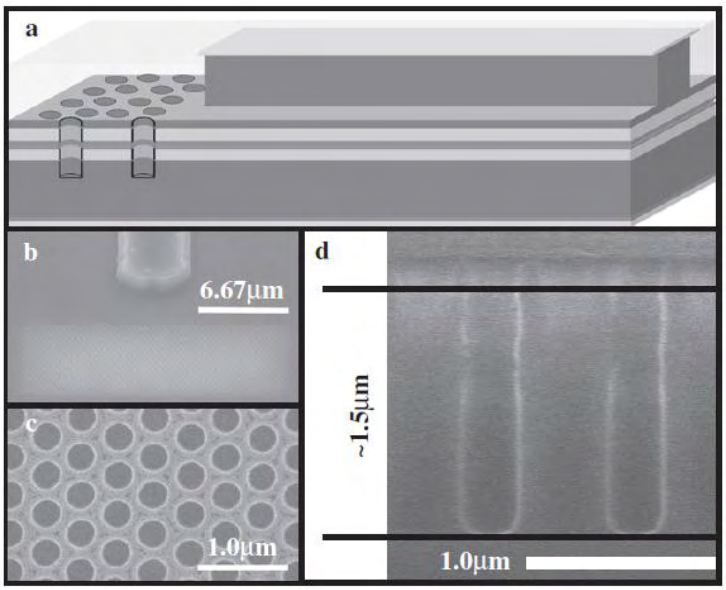


FIGURE 1.9 – (a) Schéma du guide d'onde de type ruban avec une face clivée et un miroir de fin de cavité à base de CP 2D ; (b)-(d) Image MEB du CP à maille triangulaire, d'après [31]

Le rajout d'un miroir CP 2D intermédiaire intra-cavité à faible réflectivité à conduit à une architecture intégrée de cavités couplées (figure 1.10), offrant des capacités d'accordabilité de la longueur d'onde de façon discrète ou continue [32]. Une accordabilité sur 47 nm autour d'une émission à 2 µm, pour un SMSR de 40 dB, et une puissance de sortie de 13 mW, a été reportée par la même équipe, de l'Université de Wurtzbourg.

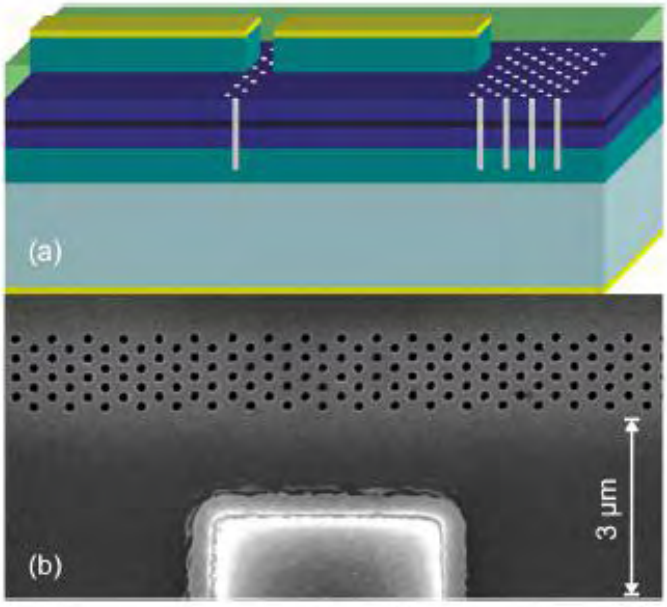


FIGURE 1.10 – (a) Schéma du laser formé par deux cavités couplées par un miroir à faible réflectivité à base de CP 2D avec un miroir de fin de cavité à haute réflectivité ; (b) Image MEB du miroir de fin de cavité, d'après [32]

Une architecture similaire de cavités couplées intégrées à base de CP a été également démontrée par le LAAS et l'IES, pour une émission à 2,6 µm [33] [34]. La figure 1.11 donne une vue du miroir intermédiaire couplant longitudinalement les deux cavités. Une accordabilité de 0,019 nm/mA a été obtenue en faisant varier le courant injecté dans l'une des deux cavités. L'émission observée est monomode avec un SMSR de 25 dB. Le courant de seuil est de 45 mA à température ambiante avec une puissance de sortie de 75 mW.

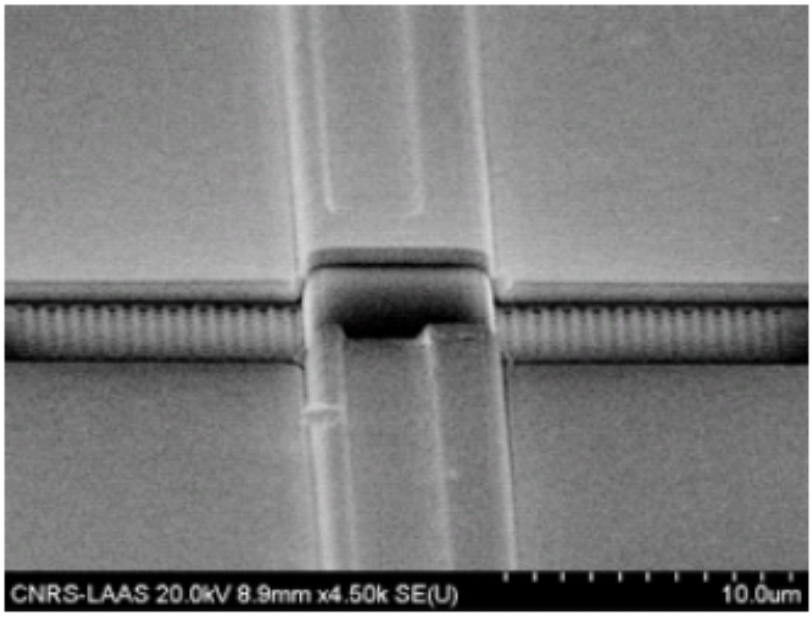


FIGURE 1.11 – Image MEB du miroir intra-cavité à base de cristaux photoniques 2D, d'après [34]

1.6.2.2 Cavités "tout cristal photonique"

Les cristaux photoniques 2D ont suscité un grand intérêt pour développer des micro-résonateurs à fort coefficient de qualité. L'introduction d'un défaut au sein d'un cristal photonique a conduit à différentes configurations de cavité laser à très faible volume (omission d'un trou [35]) pour atteindre des coefficients de qualité record, ou pour réaliser des fonctions optique planaires pouvant s'intégrer sur une même puce [36].
Les CP 2D ont été mis à profit pour concevoir des architectures laser de type DFB, et de façon générale pour introduire des fonctionnalités visant à améliorer les caractéristiques spatiales et spectrales de l'émission. Un très vif intérêt concerne les sources laser de puissance de type PCSEL [37] pour contrôler la qualité de faisceau (polarisation, diaphragme de rayonnement, pointage du faisceau, ...) et le spectre d'émission (largeur de raie, stabilité, discrimination modale, ...), en particulier dans le domaine MIR couvert par des lasers à cascade quantique et en pleine émergence dans le domaine THz [38] [39] [40] [41].
Par ailleurs, un effort continu de recherche a été mené sur la maîtrise du pompage électrique de micro-cavités destinées aux interconnexions optiques et aux communications à fort débit. Un des verrous consiste à réduire le seuil laser en dessous de 100 µA pour rendre l'intégration de ces lasers d'intérêt pratique [42].
Différents travaux ont porté sur des cavités de type DFB, notamment en filière GaAs [43] [44] et InP [45] [46]. L'ingénierie de maille a été utilisée pour assurer l'émission monomode sur le mode fondamental [47] [48] [49], et pour démontrer la possibilité de réduire les effets parasites de réinjection optique [44]. Par ailleurs, une source compacte, intégrant en barrettes plusieurs sources DFB (figure 1.12 page suivante) a été démontrée en filière GaAs [50] [43], tirant profit de l'ingénierie de maille pour ajuster très précisément la longueur d'onde d'émission de chaque source.
C'est cette voie qui sera explorée dans ce mémoire, dans le contexte de la filière GaSb.

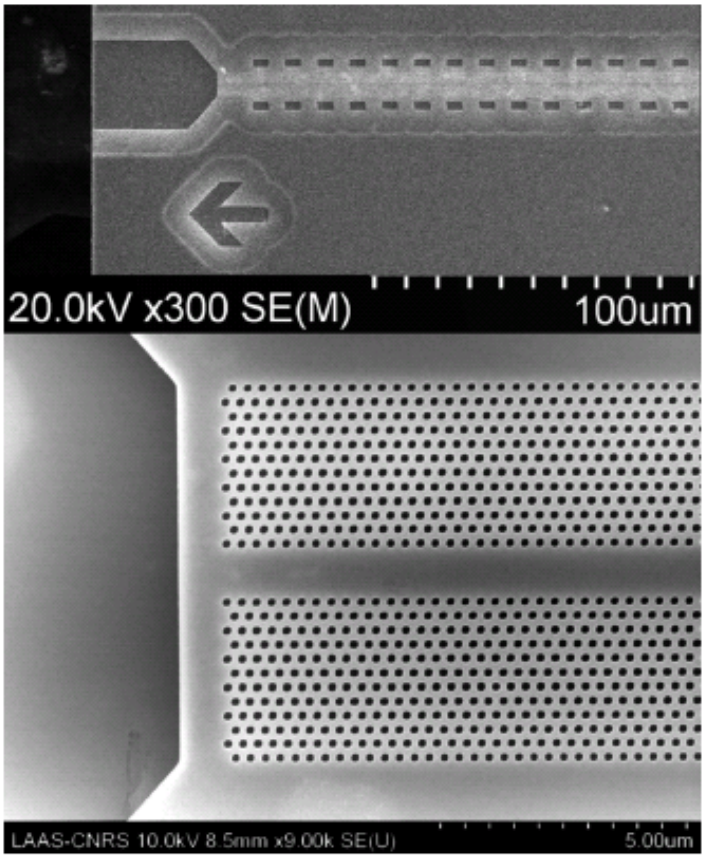


FIGURE 1.12 – Image MEB d'un laser tout "cristal photonique", d'après [43]

1.7 Conclusion

De nombreux progrès ont permis, ces dix dernières années, de maîtriser le développement de diodes laser GaSb émettant au voisinage de 2,3 µm selon des performances compatibles avec une utilisation pratique.
L'exigence d'un fonctionnement monomode nécessite l'utilisation de cavités de type VCSEL ou DFB. Cependant, la puissance délivrée par les VCSELs reste insuffisante pour des applications de détection de gaz. La plage d'accordabilité spectrale requise pour ces applications nécessite de plus une stabilité de l'émission sur une large gamme spectrale, qu'un seul DFB peut difficilement assurer. L'architecture en réseau de barrettes de laser DFB apparaît la plus appropriée mais n'a pas encore été étudiée à ce jour dans la filière GaSb.
Les premiers résultats obtenus sur les lasers à cristaux photoniques sont prometteurs car ils présentent des caractéristiques spectrales répondant aux besoins de la spectroscopie de gaz tout en offrant des fonctionnalités supérieures à celles des lasers DFB, notamment en termes de discrimination modale et de potentialités d'intégration compacte sur puce.
L'objet de ce mémoire est de repousser les limitations actuelles des diodes laser émettant à 2,3 µm en proposant une source laser multi-longueur d'onde, intégrant sur une barrette plusieurs sources laser à cristaux photoniques émettant au voisinage de 2.3 µm, à des longueurs d'onde spécifiques de l'application visée (détection du méthane à 2,3 µm notamment). L'étude de diodes laser GaSb « tout cristal photonique » est originale ; elle vise à explorer les verrous conceptuels et technologiques qui lui sont associés, évaluer l'apport de cette approche par rapport aux architectures DFB conventionnelles , et à étudier la faisabilité d'une barrette multi-longueur d'onde de sources laser comme solution compacte et d'intérêt pratique répondant aux besoins de la spectroscopie.
Les travaux exposés dans ce mémoire ont un triple objectif :

- concevoir une diode laser GaSb dont la cavité soit entièrement définie par un cristal photonique, et dont le fonctionnement modal assure une émission monomode, stable et ajustable en longueur d'onde pour répondre au cahier de charges de la spectroscopie des gaz.
- concevoir les différentes mailles photoniques associées à l'émission de chaque diode laser élémentaire constituant la barrette monolithique, et couvrant la plage spectrale d'intérêt pour la spectroscopie.
- développer les procédés de réalisation technologique de diodes laser à cristaux photoniques en filière GaSb pour démontrer la faisabilité de l'approche proposée.

Chapitre 2

Conception de diodes laser tout cristal photonique

2.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que nous souhaitions réaliser une barrette contenant un réseau de lasers monomode, étroitement espacés en longueur d'onde. Chaque laser de la barrette doit avoir une émission en longueur d'onde fixe et précise.
Chaque laser doit répondre à un certains nombre de critères :

- fonctionnant sous pompage électrique
- fonctionnant en régime continu
- fonctionnement à température ambiante (ou avec un seul étage de refroidisseur Peltier)
- émission à une longueur d'onde stable et précise, avec $\lambda_{emission} \in$ [2,2-2,4] µm
- émission monomode (SMSR > 25 dB)
- émission fine spectralement ($\sim$ MHz)
- puissance de sortie élevée ($\sim$ 10 mW)
- accordable via la température ou le courant d'injection (sur une plage $\Delta > 1$ nm)
- pas de saut de mode sur la gamme d'accordabilité ($\sim$ 100 nm)
- intégrable
- compact.

Nous avons vu d'après l'étude de l'état de l'art sur les sources lasers "conventionnelles", qu'aucune de ces sources ne pouvait répondre à tous les critères de notre cahier des charges. Nous en avons déduit qu'il fallait adopter une nouvelle approche, à savoir la réalisation de sources lasers entièrement définies par des cristaux photoniques 2D.
Nous étudions ici les guides à défaut photonique pour réaliser un laser à émission monomode par la tranche.
Cela nous impose deux contraintes. Nous devons réaliser un guide suffisamment large, afin d'assurer la montée en puissance du laser, et avoir une structure verticale compatible avec un pompage électrique. Il faut aussi que le laser présente une émission monomode. Pour cela, nous déterminons à l'aide d'une ingénierie 2D de la maille photonique et du défaut, les paramètres structuraux du laser tout cristal photonique permettant d'obtenir une cavité DFB assurant un fonctionnement monomode stable.
Pour réaliser cette étude, nous allons dans un premier temps nous intéresser à la problématique de la modélisation d'un guide à défaut. Pour cela, nous présenterons les étapes de la modélisation d'un tel guide, ce qui nous permettra de revenir sur la définition d'un guide à défaut et de présenter la méthode de double déformation.
Cette modélisation combine des simulations basées sur la méthode des ondes planes avec des simulations de type différence finie dans le domaine temporel (FDTD). Nous verrons notamment que ces deux approches sont complémentaires. Les simulations par la méthode des ondes planes permettent d'avoir accès aux fréquences réduites et aux profils des modes de la structure étudiée. Les simulations FDTD permettent d'obtenir des cartographies 2D des facteurs de qualité et fréquences des deux modes DFB en fonction des déformations appliquées à la structure à défaut photonique. Grâce à ces cartographies nous déterminerons les paramètres géométriques du laser tout cristal photonique assurant une émission laser DFB monomode. Enfin, nous terminerons cette partie en abordant les difficultés de modélisation d'un laser tout cristal photonique ayant une structure verticale compatible avec un pompage électrique.
Après avoir posé les bases de la modélisation de guide à défaut doublement déformé, nous allons nous attarder sur la méthodologie d'étude d'un guide à défaut en nous posant la question suivante : comment faire pour étudier un guide d'onde tout cristal photonique en approche substrat ? Pour y répondre nous allons traiter l'exemple typique du guide W5, et nous regarderons comment simplifier l'empilement vertical d'une hétérostructure d'un guide d'onde, puis nous discuterons l'optimisation de la source à injecter dans nos simulations, ce qui nous amènera à parler de séparation modale, avant de terminer par la limitation horizontale d'un guide d'onde tout cristal photonique.
Puis nous analyserons plus en détails le guide W5. Pour cela, à partir des cartographies paramétriques 2D des pertes des deux modes DFB, nous déterminerons deux zones d'intérêts de fonctionnement. Nous essayerons de comprendre l'origine physique de ces cartographies. Enfin, nous discuterons de l'intérêt réel de ces zones de fonctionnement.
La dernière partie de ce chapitre porte sur des approches alternatives au guide W5. Nous présenterons les résultats d'étude du guide W7, ainsi que deux nouvelles approches de guide d'onde tout cristal photonique à défaut doublement déformé avec le guide W5 à tranchées à maille hexagonale et le guide W5 à tranchées à maille carrée.

2.2 Modélisation d'un guide à défaut

2.2.1 Le guide à défaut

A l'instar d'un cristal semi-conducteur qui, à travers un potentiel périodique, altère le déplacement des électrons, un cristal photonique (CP) est une structure périodique de matériaux diélectriques qui modifie la propagation des ondes électromagnétiques.
A l'intérieur d'une telle structure, il existe pour les photons des bandes photoniques d'énergies permises, ainsi que des bandes d'énergies où la propagation de la lumière n'est pas possible. on appelle ces dernières bandes interdites.
La notion de bande interdite fut introduite par Lord Rayleigh en 1887 [51], qui a montré qu'une structure périodique composée d'un empilement multicouche similaire à un miroir de Bragg, présentait une bande interdite uni-dimensionnelle. Il faut attendre 1987 et la parution des articles de Yablonovitch [52] et John [53] pour voir apparaître la notion de cristal photonique, et la possibilité d'étendre une bande interdite photonique à des structures 2D ou 3D. Et c'est seulement en 1991, que Yablonovitch réalise pour la première fois un cristal photonique tri-dimensionnels possédant une bande interdite 3D pour les micros-ondes [54].
Les cristaux photoniques peuvent être regroupée en trois principales catégories, selon le nombre de directions dans lesquelles il y a périodicité de la constante diélectrique : uni-dimensionnel (1D), bi-dimensionnels (2D) et tri-dimensionnels (3D).

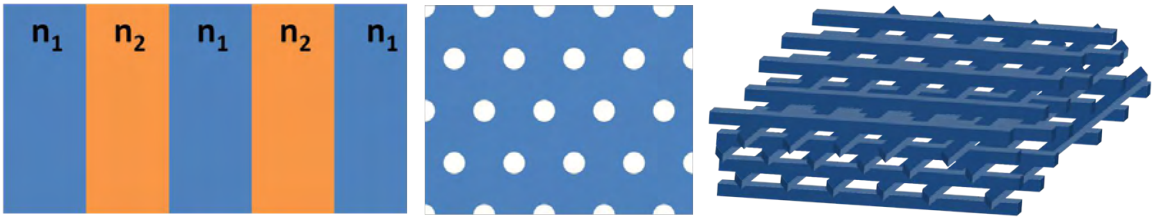


FIGURE 2.1 – De gauche à droite, exemples de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

Des exemples de telles structures sont représentées sur la figure 2.1, on peut notamment y voir un exemple de CP 1D avec un empilement formé par l'alternance de deux couches d'indice diélectrique différent. Un réseau triangulaire de trous d'air dans un matériau semiconducteur définit un CP 2D. Et enfin pour un exemple de CP 3D, on a pris le cas d'un réseau de tige diélectrique.
Les cristaux photoniques offrent la possibilité de maîtriser la lumière et de fabriquer de nouveaux dispositifs opto-électroniques plus compacts.
Des travaux précédents réalisés au LAAS, lors de la thèse de O. Bouchard [46], ont porté sur la réalisation de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique dans la filière InP. Puis, A. Larrue [50] a lors de sa thèse étendu ce concept à la filière GaAs. Les diodes laser tout CP qu'ils ont étudiées sont basées sur des guides d'onde W(n). Une telle structure est réalisée en introduisant un défaut dans un CP parfait à maille hexagonale. Ce défaut est réalisé par l'omission de n rangées de trous selon la direction de haute symétrie ΓK dans le CP à maille hexagonale, formant ainsi une zone de plus haut indice qui sert de guide d'onde.
Sur la figure 2.2 page suivante, on peut voir l'exemple d'un guide W3 ΓK réalisé par A. Larrue lors de sa thèse. Cette diode laser tout CP de type guide à défaut est formée par l'omission de 3 rangées de trous.

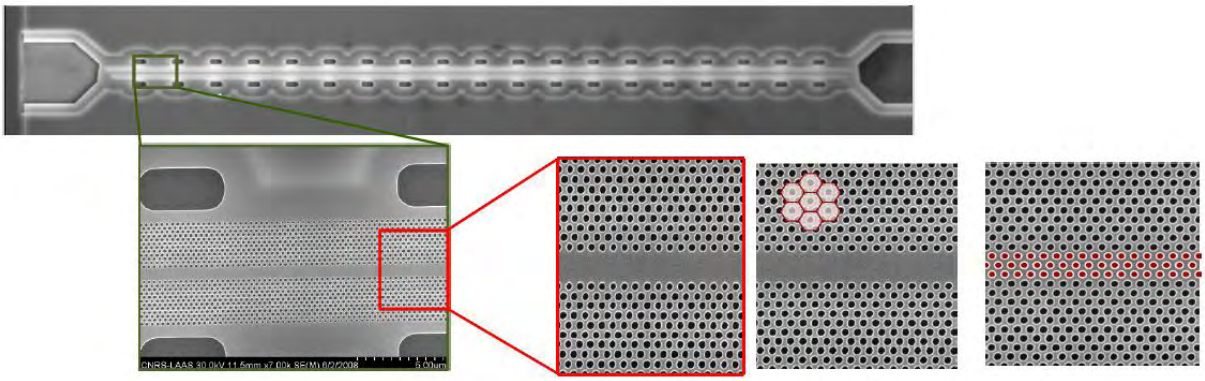


FIGURE 2.2 – Image MEB d'une diode laser tout CP de type guide à défaut formée par l'omission de 3 rangées de trous selon la direction ΓK d'un CP à maille hexagonale = guide W3 ΓK [55]

Pour modéliser ces structures, nous nous sommes appuyés sur deux outils de calculs adaptés à l'étude des cristaux photoniques. Le premier outil utilise la méthode de décomposition en ondes planes du champ électromagnétique, quant à la seconde méthode, elle se base sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).
Nous présentons dans ce qui suit ces deux méthodes, ainsi que les résultats précédemment obtenus lors de la thèse d'A. Larrue sur le guide W3 ΓK, qui nous ont servi de base d'étude pour cette thèse.

2.2.2 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes consiste à décomposer le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La résolution des équations de Maxwell se transforme alors en un problème de résolution d'équations aux valeurs propres. Cette méthode est utilisée pour le calcul de diagramme de bande ou relation de dispersion de structure périodique. Elle permet aussi de calculer et d'avoir accès aux modes électromagnétiques présents dans la structure. Pour appliquer cette méthode, nous avons utilisé le logiciel libre MIT Photonic-Bands (MPB), développé par le MIT [56].
Cependant cette méthode a une limitation : elle ne s'applique qu'aux structures infinies parfaitement périodiques. Or le guide à défaut brise la périodicité du cristal. Les structures des guide W(n) sont alors décrites par des « supercellules » qui remplacent la cellule élémentaire du cristal, dans lesquelles le guide à CP est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées de trous. La supercellule est alors répétée de manière périodique. Le domaine simulé correspond donc à une infinité de guides de longueur infinie séparés par des zones de CP.

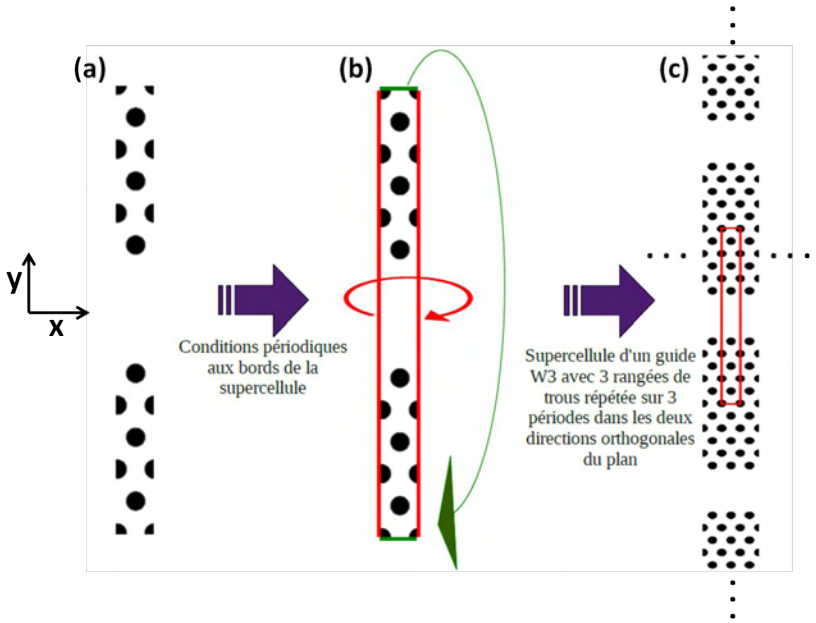


FIGURE 2.3 – (a) Supercellule d'un guide W3 ΓK avec 3 rangées de trous formant les murs de CP ; (b) représentation des conditions périodiques au bords de la supercellule ; (c) supercellule répétée sur 3 périodes

Sur la figure 2.3, on voit que selon la direction x, celle du guide, le fait de répliquer la supercellule ne pose pas de problème car on recrée ainsi le guide, qui à défaut d'être infini, est long (en effet, il comporte de nombreuses périodes, plus de 1000 périodes dans les structures considérées ici). Par contre, selon la direction y, la direction transverse au guide, on voit que l'on obtient un système de guides d'ondes couplés entre eux. Ainsi, le choix du nombre de rangées de trous dans la direction transverse du guide est donc importante. En effet s'il n'y en a pas assez les modes guidés entre supercellules voisines pourraient se coupler entre eux. Si au contraire il y en a trop, certes les guides ne seront plus couplés entre eux, mais cela augmentera le temps de calcul de façon rédhibitoire.
Pour calculer le diagramme de bandes du guide W3 ΓK, le nombre de rangées de trous a été fixé à 20.
Étudions l'impact de l'introduction du défaut permettant de réaliser le guide W3 ΓK, sur le diagramme de bandes d'un cristal photonique parfait à maille hexagonale.

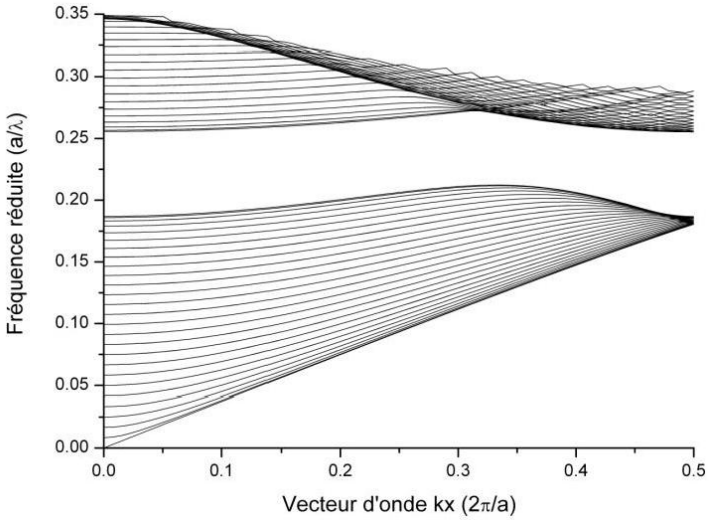


FIGURE 2.4 – Diagramme de bandes d'un CP parfait à maille hexagonale dans la direction ΓK

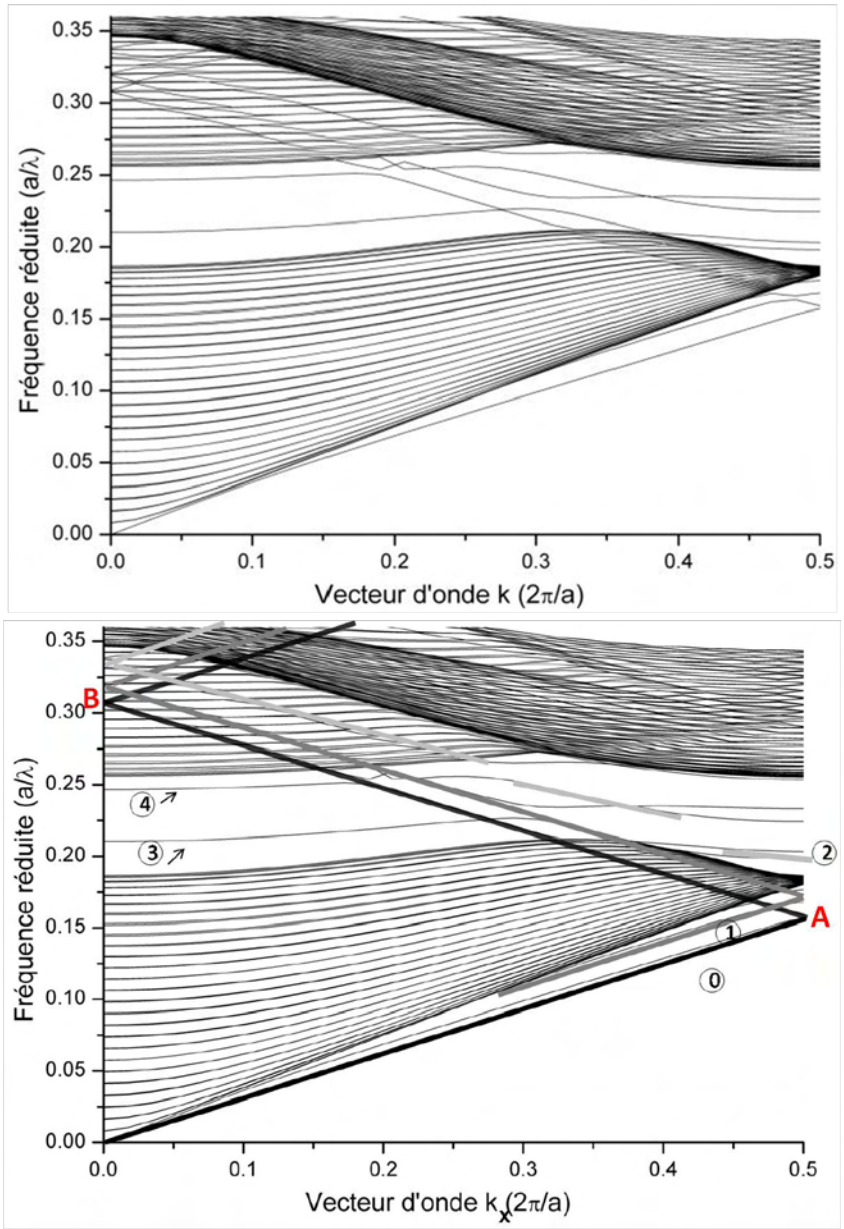


FIGURE 2.5 – Diagramme de bandes du guide W3 ΓK [50]

En comparant les figures 2.4 page précédente et 2.5, on constate que l'introduction du défaut modifie le diagramme de bandes du CP. En effet, on voit que par rapport aux modes se propageant dans le CP parfait, que nous appelons "modes du cristal", l'introduction du défaut fait apparaître des modes supplémentaires. Ces modes supplémentaires sont les modes guidés dans le défaut et sont repérables à leur dispersion. Sur la figure 2.5, qui présente le diagramme de bandes du guide W3 ΓK, nous avons surligné sur la partie basse de la figure la relation de dispersion des principaux modes du guide, à savoir le mode fondamental noté 0, et les quatre premiers modes latéraux.
Intéressons-nous à l'évolution du mode fondamental noté 0, dans la première zone de Brillouin, elle est décrite en parcourant la relation de dispersion de ce mode des basses fréquences vers les hautes fréquences. On observe tout d'abord un mode fondamental propagatif avec une vitesse de groupe $v_g = d\omega/dk$ positive, jusqu'à arriver en bord de zone de Brillouin, au point A (U $\approx$ 0.15 ; k_x = 0.5). En ce point, on a le croisement entre un mode fondamental propagatif et un autre mode fondamental contra-propagatif. A partir du point A (U $\approx$ 0.15 ; k_x = 0.5), pour des fréquences plus élevées, on observe le mode fondamental contra-propagatif avec une vitesse de groupe qui est négative. Puis à nouveau, au point B (U $\approx$ 0.31 ; k_x = 0), on a le croisement du mode fondamental contra-propagatif et d'un mode fondamental propagatif. Puis, de nouveau, lorsqu'on augmente en fréquence, on observe un mode fondamental propagatif jusqu'à

arriver en bord de zone de Brillouin. Et ainsi de suite.

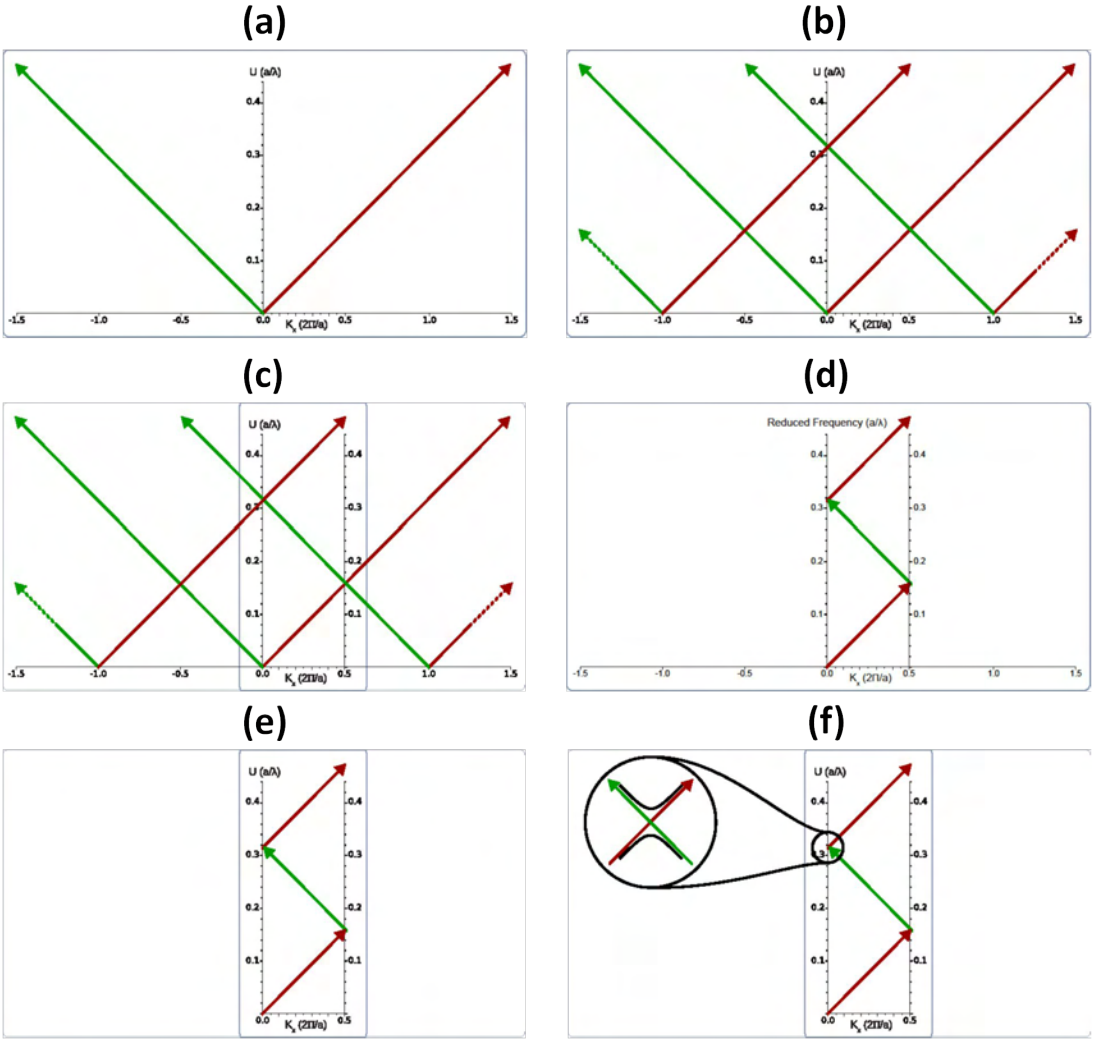


FIGURE 2.6 – (a) Diagramme de bande d'un guide d'onde idéal ; (b) Diagramme de bande d'un guide d'onde périodique idéal ; (c) Superposition de la première zone de Brillouin ; (d-e) Diagramme de bande d'un guide d'onde périodique idéal dans la première zone de Brillouin ; (f) Croisement d'un mode propagatif et contra-propagatif en bord de zone de Brillouin

Lors de la propagation du mode fondamental entre les points A et B, on observe des anti-croisements et des croisements, selon que le mode fondamental se couple ou non avec les autres modes qu'il rencontre. Des travaux précédents menés dans la thèse de S. Olivier [57] ont étudié la nature du guidage de modes de défauts d'un guide W3 ΓK similaire à celui étudié lors de la thèse de A. Larrue. Ces travaux ont comparé les relations de dispersion des modes de défauts du guide à cristal photonique W3 ΓK avec celles des modes d'un guide à contraste d'indice « équivalent ». Ce guide équivalent possède les caractéristiques suivantes : sa largeur est identique à celle du guide à cristaux photoniques (définie par W(n = 3)), son indice de cœur a pour valeur l'indice effectif du matériau, et son indice de gaine, un indice moyen de la zone CP. Ce guide étant invariant par translation suivant l'axe de propagation, une périodicité artificielle, identique à celle du guide à cristal photonique, a été introduite de manière à pouvoir comparer les diagrammes de bandes du guide à cristal photonique et du guide équivalent. Il a été démontré que les relations de dispersion du mode fondamental du guide équivalent et du guide à cristal photonique sont similaires. Cette analyse a montré que le mécanisme de guidage du mode fondamental du guide à cristal photonique est assuré essentiellement par réflexion totale interne, comme dans un guide standard. Par conséquent, ce mode est confiné dans le guide sur toute la gamme des fréquences du diagramme de bandes. En revanche, les relations de dispersion des autres modes diffèrent de celles d'un guide classique lorsque l'ordre des modes latéraux augmente. Pour les modes latéraux 1 et 2, le mécanisme de guidage pour des fréquences

réduites situées dans la bande interdite associe la réflexion totale interne au confinement latéral par réflexion de Bragg, ce qui a pour effet de diminuer leur vitesse de groupe par rapport au modèle du guide équivalent. Par contre, pour les modes d'ordre plus élevés (3 et 4), les relations de dispersion entre le guide à cristal photonique et le guide équivalent sont complètement différentes. Pour ces modes, la réflexion de Bragg bidimensionnelle distribuée le long du guide assure le confinement latéral dans la bande interdite photonique, et la vitesse de groupe est très faible, proche de zéro.

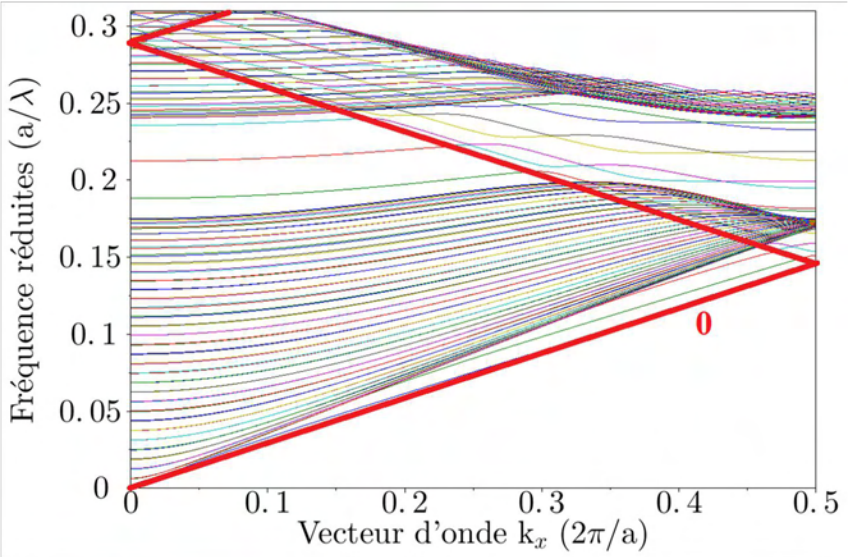


FIGURE 2.7 – Diagramme de bandes du guide W5 ΓK étudié ici, où le mode guidé fondamental, noté 0, a été surligné

Le guide à défaut W5 ΓK que nous avons étudié, présente un diagramme de bandes similaire, comme on peut le voir sur la Figure 2.7.
Pour la conception de notre diode laser tout cristal photonique de type W5 ΓK, on choisit comme point de fonctionnement le point B ($U \approx 0.2875$; $k_x = 0$) du mode fondamental, c'est à dire le second point de repliement.
Ce choix présente de nombreux avantages comme l'a montré A. Larrue lors de ses travaux de thèse [50]. Tout d'abord, au second point de repliement [$U \approx 0.2875$; $k_x = 0$], la fréquence réduite du mode fondamental est environ le double de celle du point de premier repliement [$U \approx 0.1455$; $k_x = 0.5$]. Cela implique que les paramètres de structure (période du réseau du CP et diamètre des trous) sont environ 2 fois plus grands que ceux qu'on aurait eu en se plaçant au premier point de repliement. En effet, au premier point de repliement, la fréquence réduite du mode fondamental exprimée en unité de a/λ est de U=0,1455. Donc pour une émission au voisinage de 2.3 µm, la période du cristal photonique est de l'ordre de 335 nm et le diamètre des trous pour un facteur de remplissage en air de 25% est de l'ordre de 187 nm, qui est difficilement réalisable avec les procédés de fabrication actuels dans la filière GaAlAsSb. Alors qu'au second point de repliement, la fréquence réduite du mode fondamental se situe aux alentours de U=0,2875. Ce qui donne un paramètre de maille de 661 nm et un diamètre des trous de l'ordre de 370 nm. Ces dimensions sont plus facilement réalisables avec les méthodes de fabrication actuelles.

De plus, en ce deuxième point de repliement, la diode laser tout CP présente une émission laser de type DFB monomode.
En effet, dans un guide à CP, les modes se propageant dans le guide subissent sur les bords du guide, une modulation périodique de l'indice du matériau diélectrique. Cette modulation peut être vue comme la généralisation en 2D d'un miroir de Bragg 1D. Les modes guidés vont subir lors de leur propagation une réflexion à chaque interface, donnant ainsi naissance à un mode guidé propagatif et contrapropagatif de même ordre. Tant que les constantes de propagation des modes propagatif et contrapropagatif sont éloignées des bords de la zone de Brillouin, ces modes n'interfèrent pas constructivement. Mais, en bord de zone de Brillouin, c'est-à-dire pour des valeurs k=0 ou Π/a (modulo 2Π/a), les ondes propagatives et contra-propagatives sont en phase avec le réseau et se couplent par un vecteur du réseau réciproque. Le couplage entre ces ondes lève la dégénérescence entre les 2 modes. Ce comportement est similaire à

la propagation des modes dans une diode laser DFB conventionnelle, où le réseau de Bragg lève la dégénérescence entre les deux modes. Cette levée de dégénérescence fait apparaître une mini bande interdite photonique et s'accompagne de l'annulation de la vitesse de groupe. On aboutit ainsi à la formation d'une onde stationnaire.
Ainsi, on peut faire une analogie entre le CP et les réseaux de Bragg 1D. Au second point de repliement (en $k = \frac{2\Pi}{a}$) le CP peut être assimilé à un réseau du deuxième ordre. Cela implique que les deux modes dégénérés présentent deux extremums du champ dans la direction du guide par période du cristal.
Ainsi au point Γ on doit observer théoriquement l'émission de deux modes, qui sont les deux modes fondamentaux couplés. Cependant, le deuxième point de repliement du mode fondamental se situe dans le cône de lumière.
Le cône de lumière correspond au domaine de fréquences situées au dessus de la ligne de lumière définie par la relation de dispersion :

$$\omega = \frac{ck}{n_{gaine}} \tag{2.1}$$

où n_{gaine} est l'indice de la gaine du guide planaire associé. Les modes situés dans ce domaine de fréquences peuvent se coupler avec le continuum de modes radiatifs et rayonnent hors du guide entraînant des pertes, alors que les modes situés sous ce cône se propagent sans pertes dans le cristal.
Comme le deuxième point de repliement du mode fondamental est dans le cône de lumière, cela signifie que les 2 modes DFB peuvent se coupler avec des modes radiatifs dans l'air entraînant des pertes élevées pour les modes de cavité, mais pour des raisons de symétries, seulement un des 2 modes DFB se couple avec des modes radiatifs dans l'air et subit des pertes importantes, de sorte qu'un seul des 2 modes est réellement émis. Il s'agit d'une sélection par les pertes. Donc un guide W3 fonctionnant au deuxième point de repliement est intrinsèquement un DFB monomode, ce qui n'est pas habituellement le cas des diodes laser DFB conventionnelles à couplage par l'indice [58].

2.2.3 Méthode FDTD

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) est une technique d'analyse numérique utilisée pour modéliser la propagation des champs électromagnétiques dans des structures quelconques. Cette méthode repose sur la résolution dans le domaine temporel, des équations de Maxwell discrétisées spatialement et temporellement. Un premier algorithme de calcul basée sur cette méthode a été proposé par Yee [59].
Pour appliquer cette méthode, nous avons utilisé le logiciel libre MIT Electromagnetic Equation Propagation (MEEP), développé par le MIT [60].
Cette méthode nous donne accès à l'aide d'un algorithme d'extraction inverse d'harmonique [61], aux fréquences et aux facteurs de qualité Q des modes guidés.

La technique FDTD a été employée pour montrer l'intérêt de la méthode d'optimisation de la géométrie du guide à défaut dite de "double déformation". Cette méthode mise en place lors de la thèse d'A. Larrue offre la possibilité de contrôler simultanément la longueur d'onde d'émission du laser ainsi que la sélectivité modale de la cavité et de renforcer ainsi le caractère monomode de l'émission. Cette méthode consiste à déformer indépendamment la taille du guide et le paramètre de maille transverse. Si on appelle a le paramètre de maille, alors le paramètre de maille transverse b s'écrit $b = a\sqrt{3}$, et on note w la taille du guide sans déformation (voir figure 2.8 page suivante). D'après la figure 2.8 page suivante, on voit que w est mis à l'échelle par un facteur ϵ_G qu'on nomme déformation du guide, et b est mis à l'échelle par un facteur ϵ_{CP}, qu'on appelle déformation de la maille transverse des CPs.
Ainsi, cette double déformation est caractérisée par le couple de paramètre (ϵ_G,ϵ_{CP}).

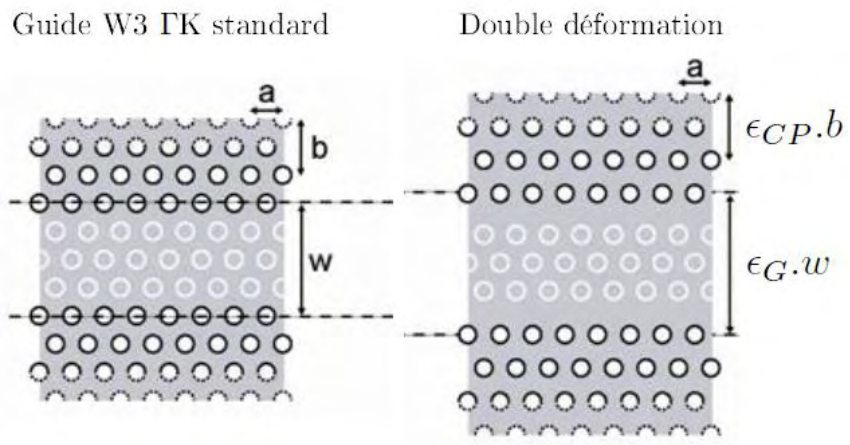


FIGURE 2.8 – Principe de la méthode de "double déformation" [50]

A l'aide de simulations FDTD 3D, des cartographies paramétriques 2D des facteurs de qualité des deux modes fondamentaux dégénérés notés Q_1 et Q_2 ont été réalisées.

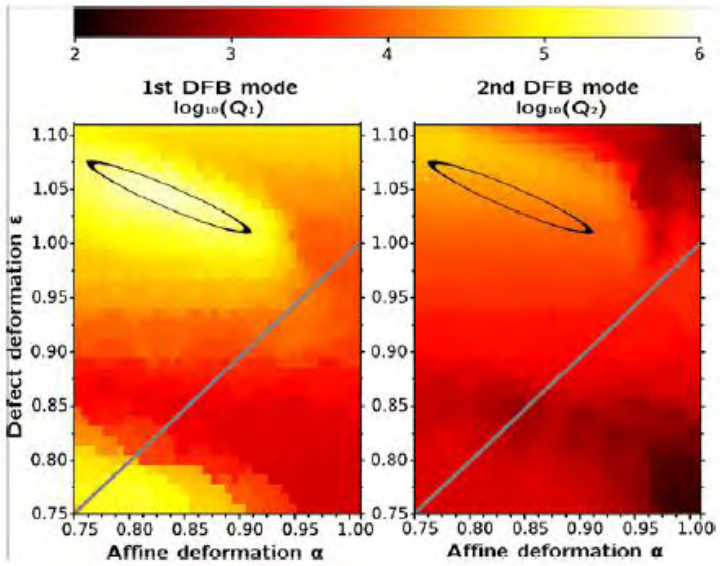


FIGURE 2.9 – Cartographie du facteur de qualité des deux modes DFB dans les guides W3, en fonction des paramètres de double déformation. Une zone de très forte sélectivité est symbolisée par une ellipse noire [44]

D'après la figure 2.9 qui représente les cartographies paramétriques 2D du facteur de qualité des deux modes fondamentaux, une zone de très forte sélectivité est observée (ellipse noire) pour laquelle le mode désigné 1 présente un facteur de qualité supérieur au mode 2. Dans cette zone, la différence entre les facteurs de qualité des modes 1 et 2 est maximale. Ainsi, c'est dans cette zone que l'on devrait avoir le maximum de sélectivité modale. Cette zone de forte sélectivité correspond à un optimum relativement large. On peut donc espérer obtenir une émission laser monomode pour toute une gamme de paramètres géométriques autour de cet optimum.
Cette approche de double déformation pour obtenir une émission laser monomode a pu être démontrée expérimentalement sur membrane [44].

2.2.4 Approche "membrane", approche "substrat"

Dans la thèse d'A. Larrue, pour la réalisation de guide W3 ΓK, l'approche dite "membrane" a été employée.

En effet, pour réaliser des structures laser entièrement définie par des cristaux photoniques planaires, deux approches technologiques existent : l'approche "membrane" et l'approche substrat" (voir figure 2.10).

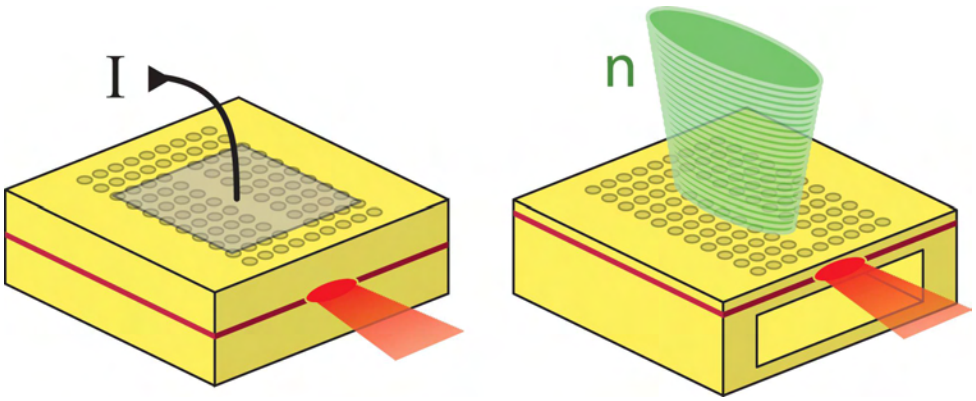


FIGURE 2.10 – Représentation de l'approche substrat et membrane

Ces deux approches d'un point de vue théorique sont formellement identiques, elles donnent toutes les deux les même résultats. Elle diffèrent par la façon d'assurer le confinement vertical du mode.
L'approche membrane repose sur une structuration périodique d'une fine couche de semiconducteur comportant la zone active et entourée au dessus et en dessous d'air ou de matériau de faible indice, alors que l'approche substrat utilise le confinement vertical procuré par l'empilement standard des couches d'une diode laser conventionnelle.
L'approche membrane est facile à réaliser d'un point de vue technologique car l'étape de gravure des cristaux photoniques est simplifiée. En effet, l'épaisseur à graver pour transférer les CPs dans la structure est relativement faible, de l'ordre du diamètre des trous. Cependant elle n'est bien adaptée qu'au pompage optique des sources laser et les effets thermiques y sont importants.
Quant à l'approche substrat, elle permet d'assurer un pompage électrique du dispositif compatible avec une intégration photonique planaire et une meilleure dissipation thermique dans le composant. Toutefois elle nécessite d'importantes profondeurs de gravure avec un fort rapport d'aspect (rapport entre la profondeur gravée et le diamètre des trous) pour éviter les pertes optiques par couplage entre les modes guidés dans le semiconducteur et les modes rayonnés dans le substrat.
Pour les travaux réalisés dans cette thèse, c'est l'approche substrat qui a été utilisée.

2.3 Méthodologie d'étude

Je décris ici la méthodologie mise en place pour l'étude de nos guides, reposant sur l'utilisation de la méthode des ondes planes (MPB) et de la technique FDTD.
A. Larrue a en premier mis au point l'optimisation sélective pour un guide étroit de type W3 sur membrane. Pour cela, l'excitation des modes du guide se faisait à l'aide d'un point source qui rayonnait dans une large gamme fréquentielle. La détection des deux modes lasers d'intérêts consistait ensuite à repérer parmi tous les modes détectés par l'algorithme d'extraction inverses d'harmoniques, les deux modes de plus fort facteur de qualité correspondant aux modes lasers d'intérêts.
Dans notre cas, nous ne pouvons appliquer cette méthode, et ce pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, contrairement aux structures à guide W3 sur membrane qu'on pouvait modéliser dans leur intégralité, dans notre cas, modéliser toute la structure est inenvisageable. En effet dans l'approche substrat, du fait de la plus faible différence d'indice entre le milieu cœur et les gaines, le mode laser a une plus grande extension verticale ce qui implique une plus grande structure verticale à prendre en compte. De plus, le guide à défaut que l'on considère étant de type W5, il est plus large que le guide W3 étudié jusqu'à présent. La structure à modéliser est donc également plus importante dans la direction transverse du guide. Ainsi, comme la structure à simuler est plus volumineuse, nous ne pouvons la modéliser dans son ensemble car le temps de calcul serait trop important.

De plus, on ne peut dans notre cas exciter les modes lasers avec un point source large bande, comme ce qui avait été fait précédemment.
En effet, dans le cas du guide W3 du fait de la faible largeur de guide seul les modes lasers d'intérêts étaient excités par le point source.
Mais dans le cas du guide W5, à cause de la plus grande largeur de guide, on a une densité de modes guidés plus élevée. Un point source large bande exciterait ainsi d'autres modes non désirés qui viendraient noyer les modes lasers d'intérêts.

Enfin, un problème similaire se pose lors de la discrimination des modes d'intérêts. L'extraction des deux modes laser d'intérêts par l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques, parmi les nombreux modes présents, est difficile et peu précise.

Donc il y a trois différences notables avec la méthodologie adoptée jusqu'à présent dans le cas de membrane avec un guide de type W3, qui font qu'on ne peut l'appliquer dans notre cas. Ces problèmes sont : un temps de calcul trop important, une excitation des modes lasers d'intérêts par un point source inadéquate et une discrimination à la détection insuffisante.
Pour y remédier, nous nous attacherons dans un premier temps à simplifier l'empilement vertical que forme l'hétérostructure de la diode laser. Puis nous examinerons la question de la limitation horizontale des murs de CPs. Après nous optimiserons la forme de la source, c'est-à-dire que nous déterminerons le bon recouvrement modal de celle-ci, tant d'un point de vue fréquentiel que spatial, et ce afin de n'exciter que les modes lasers d'intérêts. Cela nous amènera ensuite à discuter de la détection modale.

2.3.1 Définition de la cellule de calcul

Nous définissons ici la cellule de calcul. Nous avons vu précédemment que nous ne pouvions pas modéliser l'ensemble de la structure car elle était trop volumineuse. Nous cherchons à limiter le volume de calcul.
Pour cela, nous réalisons deux simulations 2D par FDTD où nous considérons successivement l'empilement vertical puis l'extension horizontale.

2.3.1.1 Dimensionnement vertical

Contrairement à l'approche membrane, l'approche substrat nécessite un empilement vertical plus complexe, dû au fonctionnement sous pompage électrique qui induit de nouvelles contraintes liées aux aspects de gestion thermique et de conductivité électrique, et plus étendue, dû faite de la plus faible différence d'indice entre le milieu cœur et les gaines, ce qui entraîne une plus grande extension verticale du mode laser.
Nous cherchons donc à minimiser la hauteur du volume à modéliser tout en conservant la capacité à évaluer correctement les propriétés optique de la structure finale.

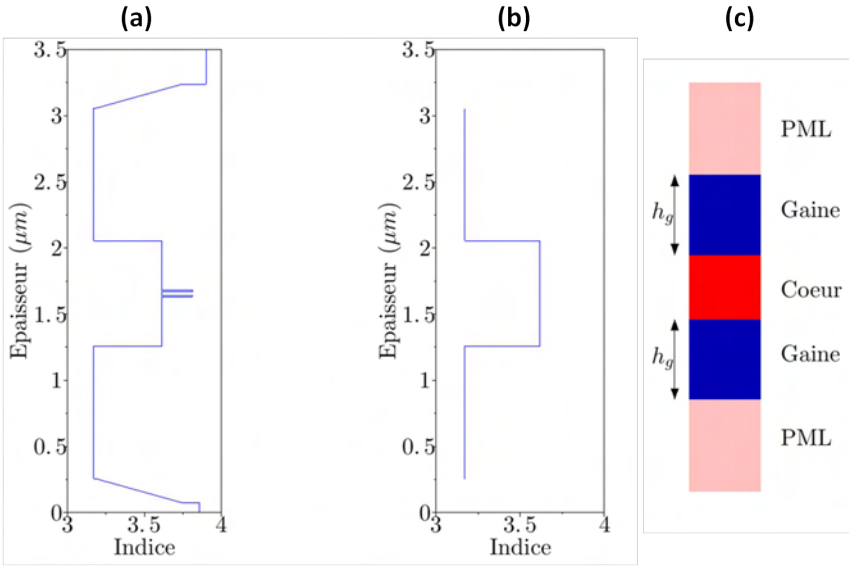


FIGURE 2.11 – De gauche à droite, hétérostructure d'étude, empilement tri-couches considéré et cellule de calcul

L'hétérostructure que nous considérons pour notre étude est représentée sur la figure 2.11 (a). Afin de simplifier la simulation, nous faisons une approximation en représentant ce multicouche à l'aide d'un empilement tri-couche simplifié constitué d'une zone active et de deux gaines : inférieure et supérieure (voir figure 2.11 (b)). Chaque couche a pour indice l'indice moyen des couches équivalentes.
Afin de réduire la cellule de calcul, nous cherchons à déterminer l'épaisseur de gaine h_g minimale à considérer dans nos simulations. Pour ce faire on considère la géométrie 2D représentée sur la figure 2.11 (c) : le guide horizontal à haut indice optique est compris entre deux gaines de matériaux de plus faible indice et la cellule de calcul est terminée par des couches absorbantes de type PML (Perfect Matched Layer).
L'évolution du facteur de qualité Q en fonction de l'épaisseur de gaine permet d'évaluer l'absorption du mode dans les PML. Ce mode étant idéalement sans pertes, nous évaluons ainsi le facteur de qualité maximal que nous pouvons étudier avec cette géométrie verticale.

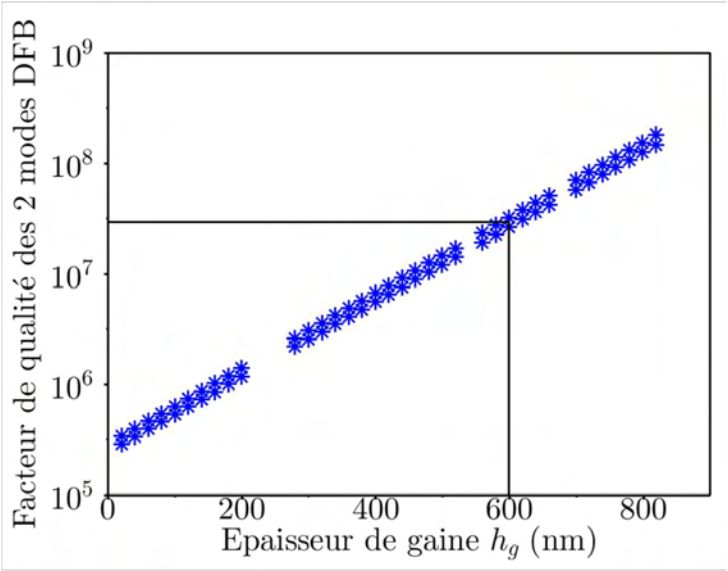


FIGURE 2.12 – Évolution du facteur de qualité des deux modes DFB en fonction de l'épaisseur de gaine

La figure 2.12 montre l'évolution des facteurs de qualité des modes guidés en fonction de l'épaisseur de

gaine considérée. Ces simulations 2D ont été réalisées par FDTD. La taille des gaines doit être suffisamment importante pour isoler les modes optiques présents dans la zone active des conditions de bord de la cellule de calcul. En particulier, des épaisseurs de gaines trop faibles se traduisent par des pertes pour les modes guidés et donc une diminution artificielle du facteur de qualité mesuré en fin de simulation.
La droite obtenue montre une augmentation exponentielle du facteur de qualité avec l'épaisseur de gaine. Ceci est dû à la décroissance exponentielle du champ hors du guide qui se traduit par une diminution des pertes (et donc une augmentation du facteur de qualité) variant exponentiellement avec la distance aux couches absorbantes. Cette étude donne une borne supérieure au facteur de qualité que nous pourrons mesurer lors de nos simulations pour une épaisseur de gaine donnée.
Comme nous espérons obtenir des facteurs de qualité de l'ordre du million pour les 2 modes lasers, nous choisissons une épaisseur de gaine de 600 nm, épaisseur pour laquelle la limite pour les facteurs de qualité se situe autour de 28 millions.

2.3.1.2 Dimensionnement horizontal

Nous avons déterminé l'empilement vertical optimal pour nos simulations paramétriques. Précisons désormais quelle doit être l'extension horizontale du mur de CP. Il faut déterminer le nombre de périodes de CP dans la direction transverse du guide devant constituer le guide d'onde tout CP.
Pour ce faire, nous regardons à l'aide de simulations FDTD 2D l'évolution de la fréquence et du facteur de qualité des deux modes lasers d'intérêts en fonction du nombre de rangées de trous constituant les murs de CP, avec des couches PML sur les bords (figure 2.13).
On appelle dans toute la suite "mode v" le mode fondamental qui présente un ventre aligné avec le centre des trous présents au bord du guide et "mode n" le mode qui présente un nœud.

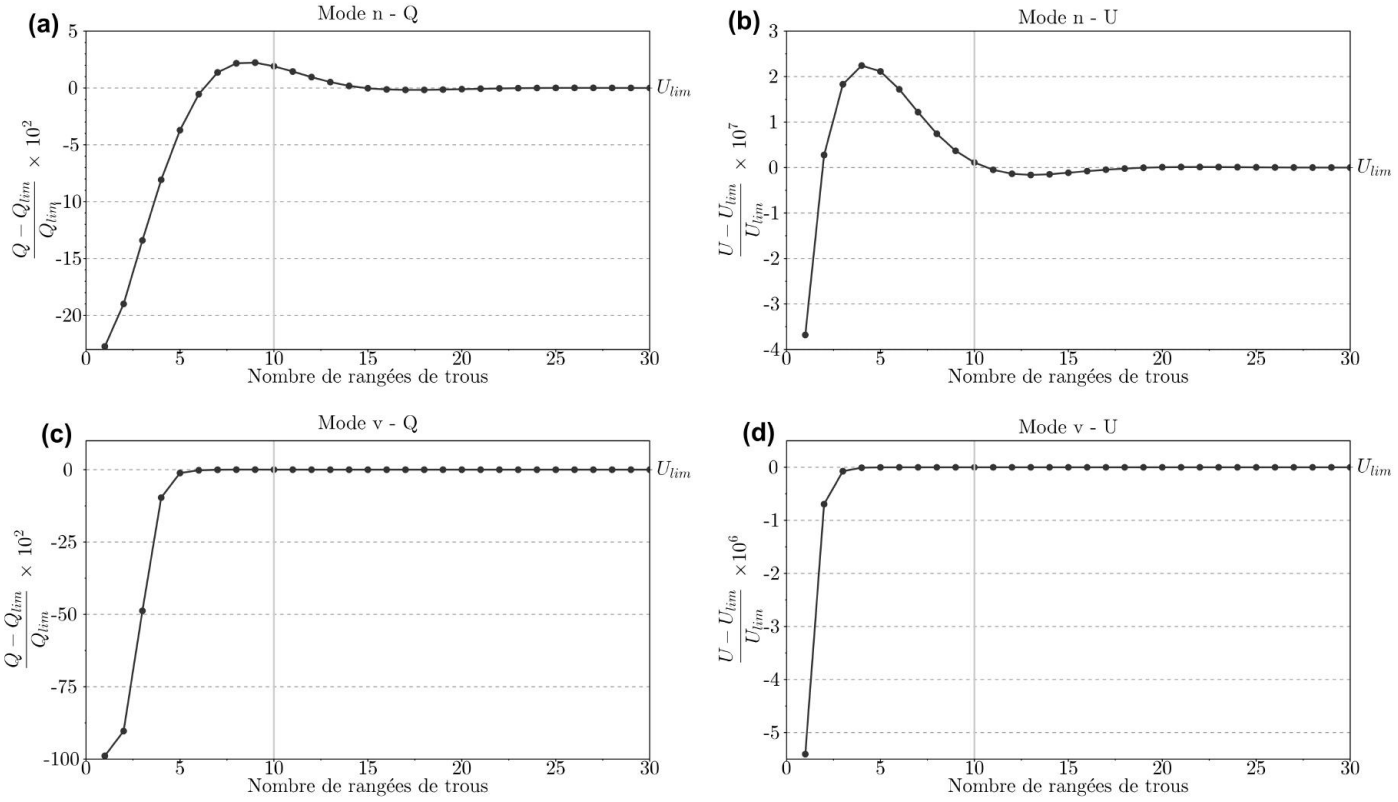


FIGURE 2.13 – Évolution des facteurs de qualité et fréquences des modes n et v en fonction du nombre de rangées de trous : (a) évolution du facteur de qualité du mode n ; (b) évolution de la fréquence du mode n ; (c) évolution du facteur de qualité du mode v ; (d) évolution de la fréquence du mode v

D'après les figures 2.13, on voit qu'il faut 10 rangées de trous pour observer la convergence de la fréquence et du facteur de qualité pour les modes n et v.

On constate que la convergence des fréquences U des modes n et v est immédiate et se produit dés la première rangée de trous, en effet, la fréquence des modes laser est principalement fixée par la période du cristal et la taille du guide.
Lorsqu'on regarde la convergence du facteur de qualité des deux modes lasers, on remarque que cette convergence est plus rapide pour le mode v que pour le mode n. Nous attribuons cela au fait que le mode n se couple avec des modes du cristal, ce qui n'est pas le cas du mode v. Donc en faisant varier le nombre de rangées de trous, cela modifie les modes du cristal ce qui impacte le mode n et son facteur de qualité.

2.3.2 Amélioration de l'extraction inverse d'harmoniques

Nous venons de voir comment limiter le volume de calcul en déterminant la taille minimale de gaine entourant la zone cœur et qui doit être de 600 nm. Puis nous avons précisé l'extension horizontal des murs de CP, et nous avons vu qu'il fallait 10 rangées de trous pour observer la convergence des facteurs de qualité des modes n et v.
Nous montrons ici comment améliorer l'extraction inverse d'harmoniques qui permet de déterminer le facteur de qualité et la fréquence des modes du champ. Pour cela, nous avons tout d'abord optimisé le profil de la source, puis nous avons amélioré l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques pour qu'il ne détecte que le mode d'intérêt.

2.3.2.1 Optimisation de la source

Dans cette partie, nous montrons comment n'exciter que les deux modes DFB d'intérêts. Cela nécessite que la source se rapproche au mieux tant d'un point de vue spatial que fréquentiel des deux modes désirés.

2.3.2.1.1 Optimisation fréquentielle de la source

Pour réaliser nos cartographies paramétriques 2D à l'aide de simulations FDTD 3D, nous devons déterminer la fréquence de la source d'excitation.
Pour ce faire, nous avons réalisé des simulations 2D par la méthode des ondes planes. Ces simulations nous ont permis d'estimer les fréquences des deux modes laser.

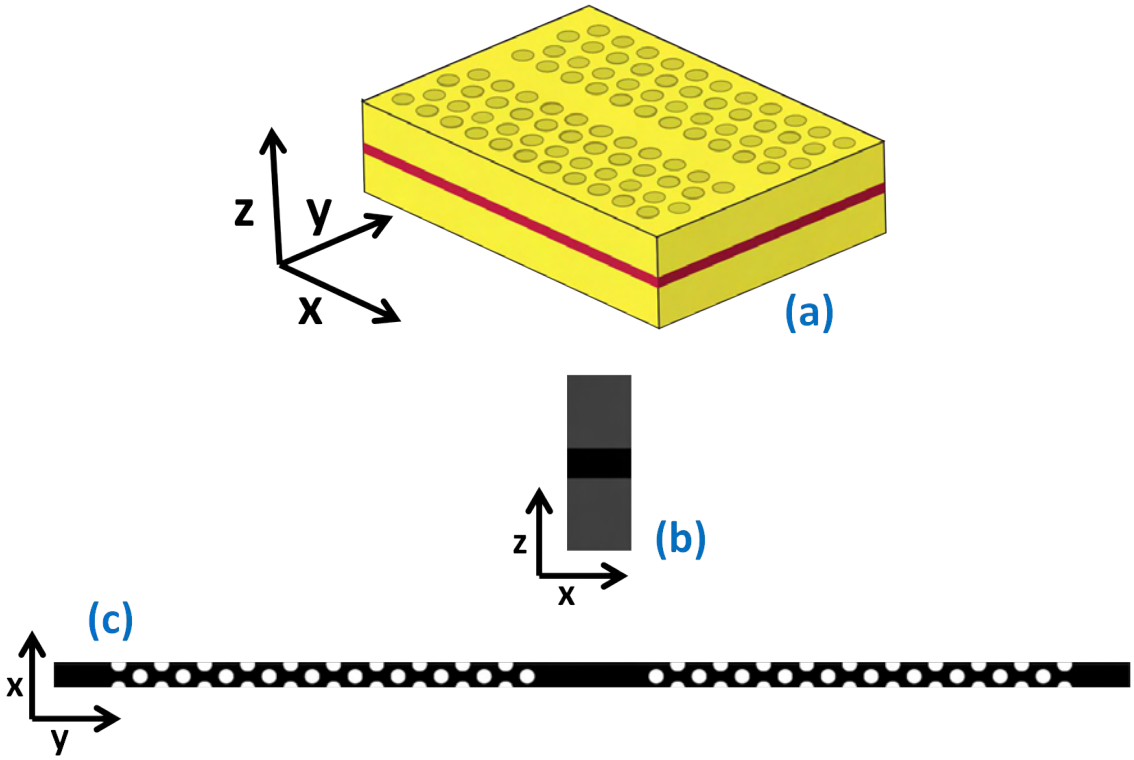


FIGURE 2.14 – (a) Représentation 3D d'un guide W(n) ; (b) Représentation de l'empilement vertical : zone cœur entourée de gaines ; (c) Représentation d'un guide d'onde W(n) dans le plan horizontal : milieu d'indice n_{equ2D}, avec de part et d'autre du guide, des murs de CP

Dans ces simulations 2D par ondes planes, nous ne considérons que le plan horizontal (figure 2.14 page précédente (c)), et nous définissons un guide d'onde W(n), n étant le nombre de rangées de trous manquants formant le guide à défaut, dans un milieu d'indice n_{equ2D}.
n_{equ2D} est l'indice optique effectif du mode guidé dans le cœur, obtenu lorsqu'on ne considère que l'empilement vertical (figure 2.14 page précédente (b)). n_{equ2D} est calculé à partir du logiciel de résolution de mode en ligne OMS [62].
Cette méthode de calcul dite du "deux fois 1D" consiste à ne considérer dans un premier temps que la structure verticale, et à étudier la propagation d'un mode guidé dans la zone cœur (ce mode guidé est un mode TE dans notre cas). Puis dans un deuxième temps, on ne considère que le plan horizontal, et on étudie la propagation du mode guidé dans la zone guidante (ici le mode guidé est un mode TM).
En faisant varier n, on regarde l'évolution de la fréquence réduite U_{OP} des deux modes lasers d'intérêts présents dans le guide.

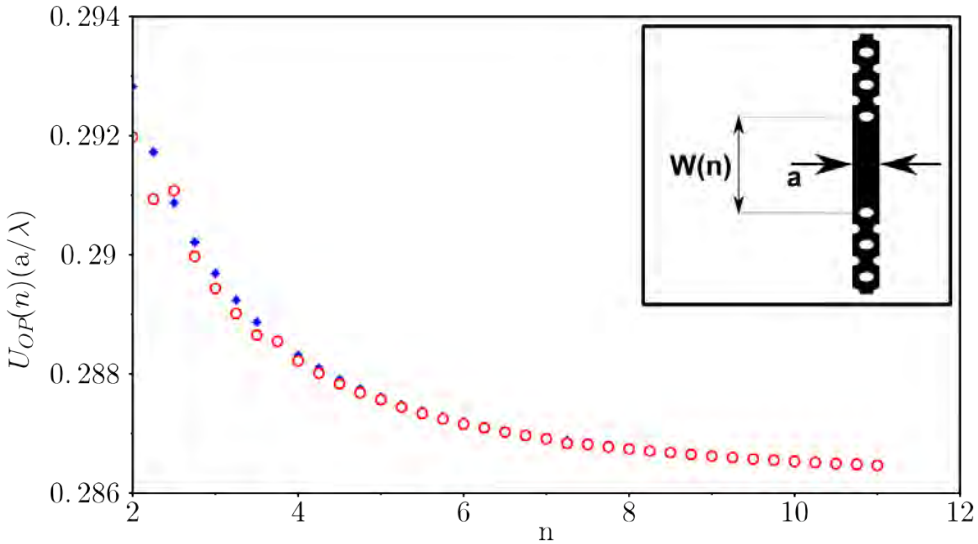


FIGURE 2.15 – Évolution de la fréquence réduite U_{OP} des deux modes laser d'intérêts en fonction du défaut n considéré. En encart, image de la supercellule du guide W(n) ΓK simulée

La figure 2.15 présente l'évolution de la fréquence réduite U_{OP} des deux modes d'intérêts avec le nombre de rangées de trous manquants n définissant le guide à défaut. On constate que les fréquences des modes guidés décroissent de façon exponentielle et tendent vers une même valeur limite.
De plus, on remarque que l'écart entre les fréquences des modes guidés décroît aussi pour tendre vers 0 (fig. 2.16 page ci-contre).

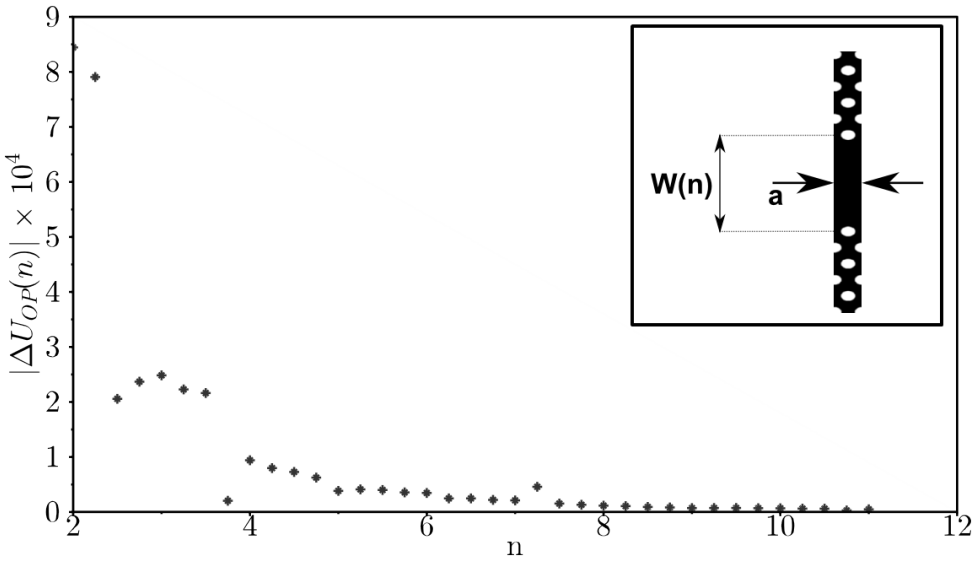


FIGURE 2.16 – Évolution de l'écart entre les fréquences des deux modes lasers d'intérêts en fonction du défaut n considéré

Cela s'explique par le fait, que plus le guide est large, plus le recouvrement des modes du guide avec le réseau diminue. Donc l'effet du réseau sur les modes diminue ce qui entraîne une diminution de la constante de couplage entre les deux modes DFB, et donc de la levée de dégénérescence entre ces deux modes.

Nous venons de déterminer pour plusieurs valeurs discrètes de n, la fréquence réduite U_{OP} des modes lasers. En interpolant les résultats obtenus, nous avons déterminé une loi d'évolution continue de U_{OP} avec n. Cette loi, qui prend la forme d'un polynôme d'ordre 6, nous permet pour n'importe quelle largeur de guide W(n), donc pour n'importe quelle déformation du guide considérée, de déterminer la fréquence de la source à utiliser.
En pratique, pour le guide W5, quelque soit la déformation du guide appliquée, nous utilisons $U_{source} = U_{OP}(n = 5) = 0{,}2876$.
Noter qu'une amélioration possible serait d'adapter la fréquence pour des déformations du guide : $U_{OP}(nx\epsilon_G)$

2.3.2.1.2 Optimisation spatiale de la source

2.3.2.1.2.1 Profils des modes guidés

Une fois précisée la fréquence de la source d'excitation, il faut définir le profil spatial de celle-ci afin qu'il coïncide au mieux avec le profil des modes lasers recherchés. Cela permet de déposer sélectivement l'énergie de la source.
Nous voulons déterminer la forme analytique des fonctions enveloppes représentant les modes guidés "idéaux" que l'on veut repérer.
Nous nous intéressons au champ magnétique H des modes guidés. Nous regardons la composante selon l'axe z, qui s'écrit $H_z(x, y, z)$. En effet, pour le mode TE (nous considérons ici la structure 3D dans son ensemble, les modes guidés étudiés sont donc des modes TE), la composante H_z est la composante principale du champ magnétique (en prenant comme convention que le mode TE signifie que le champ électrique E est contenu dans le plan (x, y)).
Nous faisons l'hypothèse que nous pouvons séparer cette fonction $H_z(x, y, z)$ en un produit de trois fonctions indépendantes, une fonction qui dépend de x, une fonction qui dépend de y et une fonction qui dépend de z. Ainsi, la fonction enveloppe $H_z(x, y, z)$ peut se mettre sous la forme :

$$H_z(x, y, z) = A(x).B(y).C(z) \tag{2.2}$$

Les simulations 2D par ondes planes que nous avons réalisées pour déterminer les fréquences réduites U_{OP} des modes guidés, permettent en outre d'avoir accès aux profils spatiaux de leurs champs H_z (figure 2.17 page suivante).

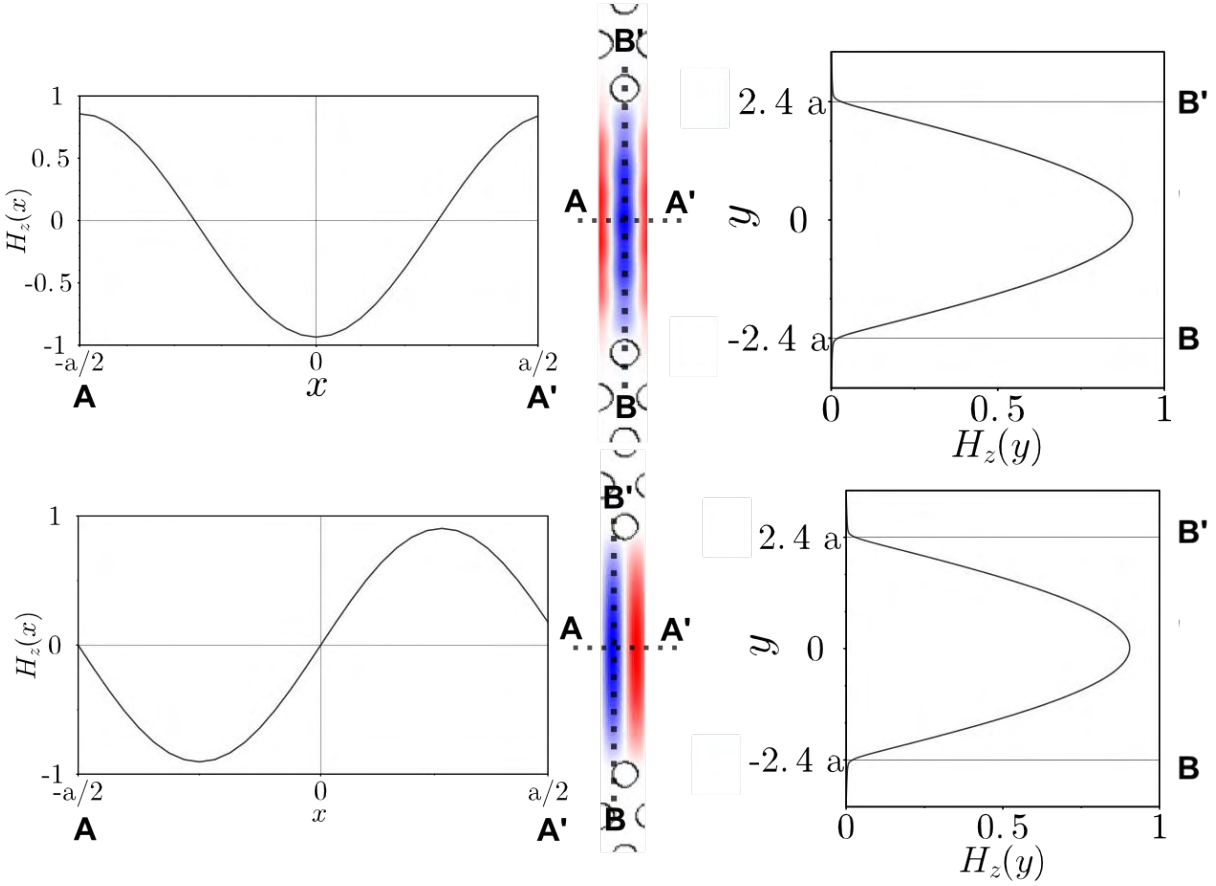


FIGURE 2.17 – Profils spatiaux du champ H_z des deux modes DFB fondamentaux dans le plan (xy)

A partir des simulations FDTD 2D réalisées pour le dimensionnement vertical de la cellule de calcul, où nous avons déterminé l'épaisseur de gaine h_g à considérer, nous avons accès aux profils spatiaux des champs H_z des modes n et v, selon l'axe vertical z.

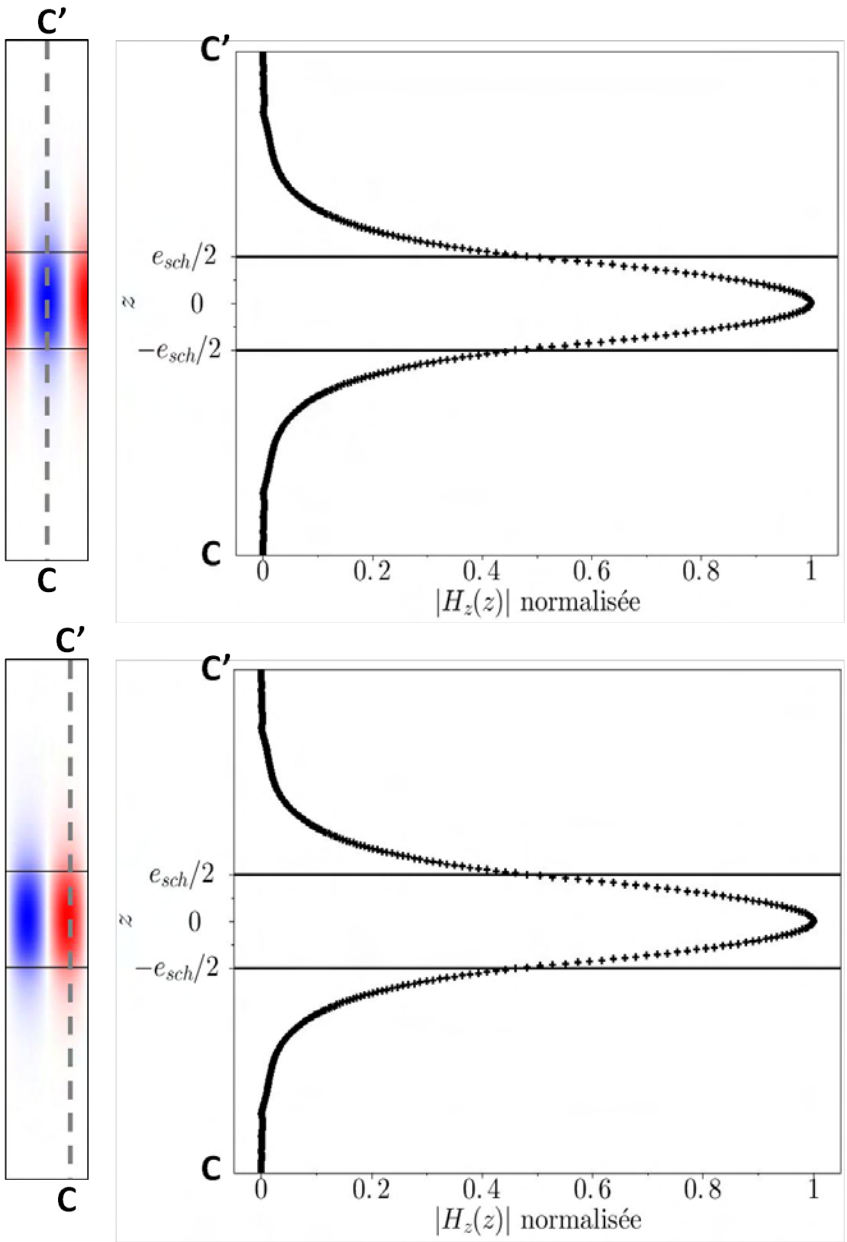


FIGURE 2.18 – Profils spatiaux du champ H_z des deux modes DFB fondamentaux selon l'axe vertical z

2.3.2.1.2.2 Profil longitudinal

D'après la figure 2.17 page ci-contre, selon la direction du guide, le champ $H_z(x)$ a pour forme une fonction sinusoïdale, ainsi A(x) s'écrit :

$$A(x) = \sin\left(\frac{\pi \times m \times (x - x_0)}{a}\right) \tag{2.3}$$

avec m le nombre de demi-période du champ par période du cristal selon la direction x, a le paramètre de maille selon la direction de propagation du guide, et x_0 le décalage à l'origine.
Chacun des deux modes présente une période complète par période du cristal, ainsi $m = 2$.
On a vu que le mode n a un nœud aligné avec le centre des premiers trous du guide, on a $x_0 = 0$, quant au mode v, vu qu'il est décalé d'un quart de période par rapport au mode n, on a $x_0 = \frac{1}{4}a$.
Précisons désormais comment calculer la période a, à utiliser dans nos simulations FDTD 3D. Nous avons vu qu'à l'aide de simulations 2D par ondes planes, nous avons déterminé les fréquences réduites U_{OP} des modes n et v. Cette fréquence réduite a pour expression $U_{OP} = \frac{a}{\lambda}$, ainsi ayant déterminé la fréquence réduite des modes lasers et connaissant la longueur d'onde d'émission λ, on peut fixer le paramètre de

maille a.
Nous trouvons, pour un guide W5, comme fréquence réduite pour les modes n et v : $U_{OP_{moden}} = 0,28761$ et $U_{OP_{modev}} = 0,28758$. Donc pour une longueur d'onde d'émission de $\lambda_0 = 2,3\,\mu\text{m}$, on a un paramètre de maille a de l'ordre de 661 nm.

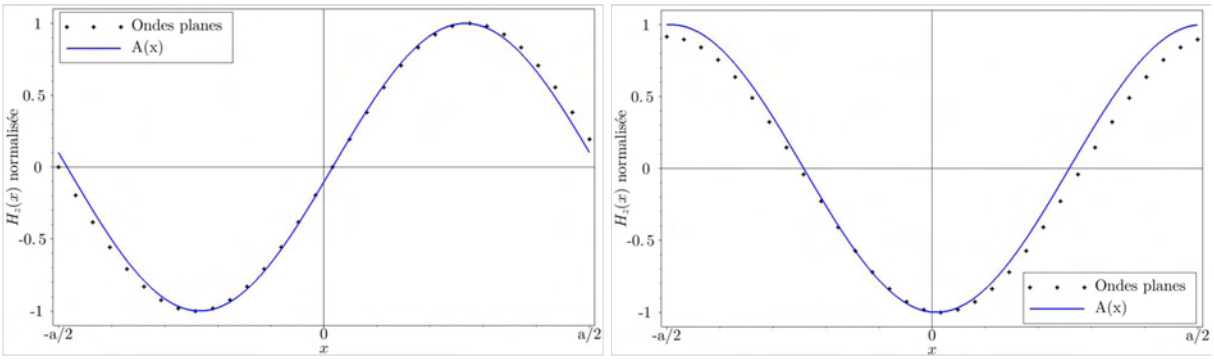


FIGURE 2.19 – Comparaison des profils spatiaux des champs $H_z(x)$ des modes n et v, avec la fonction enveloppe A(x)

La figure 2.19, présente le profil spatial des champs $H_z(x)$ des modes n et v ainsi que le profil de A(x). On observe une concordance entre A(x) et les profils que nous donne les simulations 2D par ondes planes.

2.3.2.1.2.3 Profil transverse

Nous avons déterminé l'expression de la fonction enveloppe selon l'axe x qui est l'axe de propagation du guide. Précisons maintenant l'expression de $B(y)$.
Selon la direction y, qui est la direction transverse du guide, d'après la figure 2.17 page 44 on remarque que l'on a à l'intérieur du guide un profil en cosinus et à l'extérieur du guide une exponentielle décroissante. Cette forme bien particulière du champ n'est pas sans rappeler celle obtenue dans le cas d'un guide d'onde tri-couche.
En effet, on peut assimiler le guide à CP à un guide d'onde tri-couche équivalent dans lequel l'indice du milieu de cœur serait l'indice du semi-conducteur n_{sc}, et l'indice de la gaine n_b serait un indice que nous avons déterminé et qui prendrait en compte l'impact de la zone CP.
Pour déterminer l'indice de la gaine n_b, nous partons de l'équation déterminant le mode TM fondamental du guide simulé dans le paragraphe III.2.a.1. Cette équation permet habituellement de calculer l'indice effectif des modes guidés, mais nous l'avons ici utilisé autrement. Nous l'employons pour déterminer l'indice de la gaine, n_b, équivalent. Cette équation prend la forme :

$$\tan\left(\frac{KL}{2}\sqrt{n_{equ2D}^2 - n_{eff}^2}\right) = \left(\frac{n_{equ2D}}{n_b}\right)^2 \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_b^2}{n_{equ2D}^2 - n_{eff}^2}} \tag{2.4}$$

avec L qui est la largeur du guide, $K = \frac{2\pi}{U_{OP}}$ le vecteur d'onde. n_{eff} est l'indice effectif du mode étudié et a pour expression : $n_{eff} = \frac{k_{OP}}{U_{OP}}$, avec k_{OP} le vecteur d'onde utilisée dans la méthode des ondes planes, qui n'est autre que le vecteur d'onde réel k exprimé en unité de $\frac{2\pi}{a}$. Comme on se place au second point de repliement, on a $k = \frac{2\pi}{a}$, donc $k_{OP} = 1$.
Dans l'équation 2.4, seul l'indice de la gaine n_b est inconnu. On résout donc cette équation d'inconnue n_b, ce qui nous permet de déterminer l'indice de la gaine à considérer dans notre guide d'onde tricouche équivalent.
Ainsi, $B(y)$ a pour expression :

$$B(y) \begin{cases} \cos\left(0.5LK\sqrt{n_{equ2D}^2 - n_{eff}^2}\right) \exp\left(K\sqrt{n_{eff}^2 - n_b^2}(0.5L - |y|)\right) & \text{si} \quad |y| > 0.5L \\ \cos\left(K\sqrt{n_{equ2D}^2 - n_{eff}^2}\, y\right) & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.5}$$

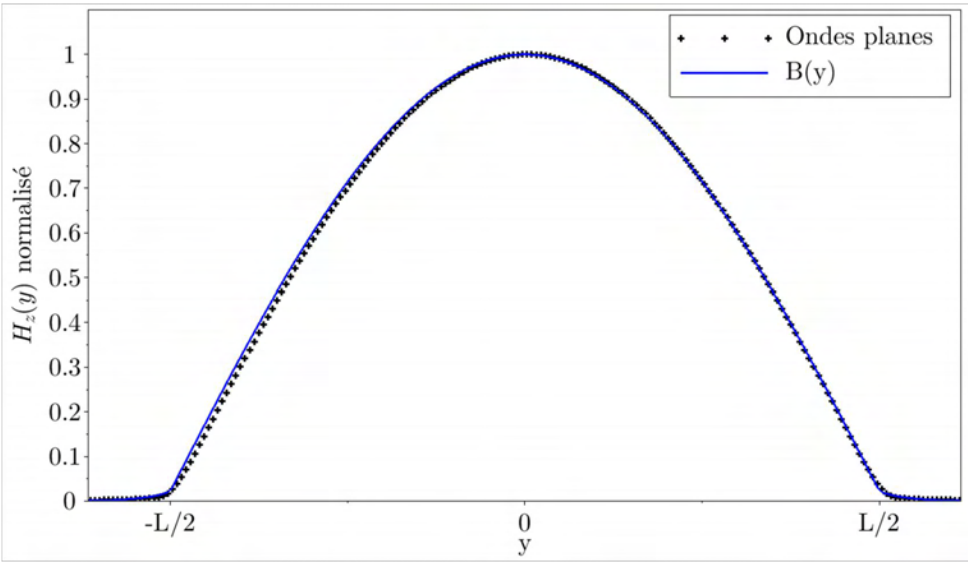


FIGURE 2.20 – Comparaison du profil spatial du champ $H_z(y)$ du mode n avec la fonction enveloppe $B(y)$

D'après la figure 2.20, qui compare le profil spatial du champ $H_z(y)$ du mode n avec le profil que donne la fonction enveloppe $B(y)$, on observe une concordance entre $B(y)$ et le profil que nous donne les simulations 2D par ondes planes.

2.3.2.1.2.4 Profil vertical

Enfin, selon l'axe vertical, donc selon la direction z, on a la zone active de haut indice qui est comprise entre deux gaines d'indice plus faible, cet empilement forme ainsi un guide d'onde tricouche.
$C(z)$ a ainsi pour expression :

$$C(z) \begin{cases} \cos\left(0.5e_{sch}k_0\sqrt{n_{sch}^2 - n_{equ2D}^2}\right)\exp\left(k_0\sqrt{n_{equ2D}^2 - n_{clad}^2}(0.5e_{sch} - |z|)\right) & \text{si} \quad |z| > 0.5e_{sch} \\ \cos\left(k_0\sqrt{n_{sch}^2 - n_{equ2D}^2}z\right) & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.6}$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, et où $\lambda_0 = 2{,}3\mu\text{m}$ est la longueur d'onde d'émission.

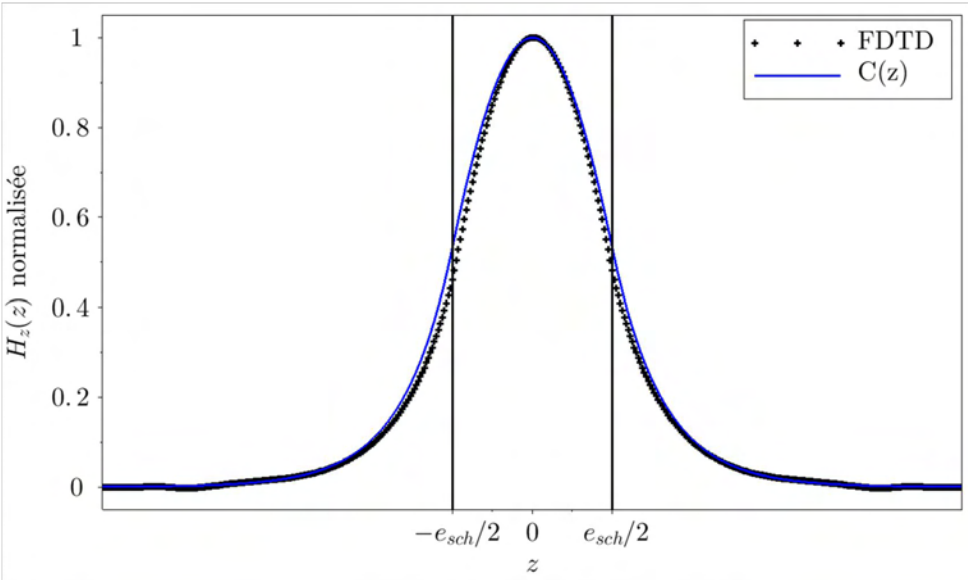


FIGURE 2.21 – Comparaison du profil spatial du champ $H_z(z)$ du mode n avec la fonction enveloppe $C(z)$

D'après la figure 2.21 page précédente, qui compare le profil spatial du champ $H_z(z)$ du mode n avec le profil que donne la fonction enveloppe $C(z)$, on observe une concordance entre $C(z)$ et le profil que nous donne la simulation FDTD 2D.

Ainsi nous avons déterminé la fréquence et le profil spatial de la source d'excitation, nous avons vu que selon la direction x, la source devait avoir un profil sinusoïdal, et selon les directions y et z, la forme de la source doit être en cosinus à l'intérieur du guide et en exponentielle décroissante à l'extérieur.
Nous avons pu vérifier la correspondance entre les fonctions enveloppes que nous avons déterminées et les profils spatiaux du champ H_z des modes n et v.

2.3.2.2 Séparation modale

Dans la section précédente, nous avons précisé quelle devait être la fréquence et le profil adéquat de la source pour réussir à exciter principalement les modes lasers d'intérêts, nous nous intéressons maintenant à déterminer le facteur de qualité et la fréquence des modes du guide. En particulier, nous souhaitons être capable de ne détecter qu'un seul mode DFB de façon automatique et sûre.

2.3.2.2.1 Algorithme d'extraction inverse d'harmoniques

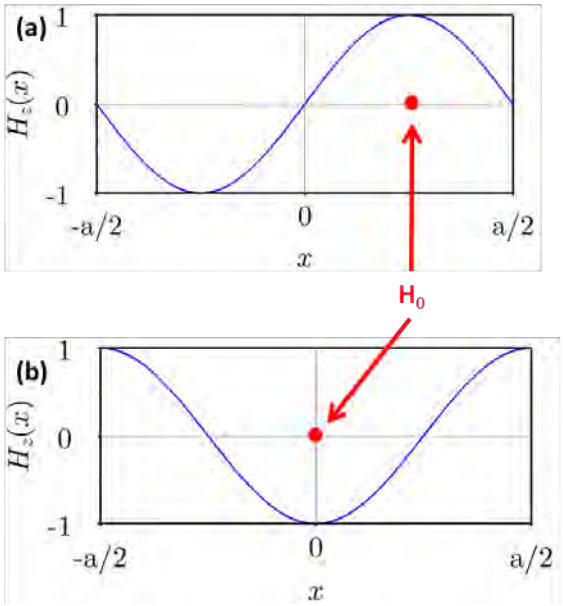
Pour déterminer le facteur de qualité et la fréquence des modes n et v, le logiciel de FDTD que nous utilisons permet d'enregistrer l'évolution du champ électromagnétique au cours du temps en un point, et applique un algorithme d'extraction inverse d'harmoniques qui permet d'extraire les fréquences et les facteurs de qualité des modes excités dans la structure [61].
Cet algorithme, exprime le champ f(t) contenu dans la structure comme une somme de sinusoïdes amorties exponentiellement $f_k(t)$ de la forme :

$$\begin{aligned} f(t) &= \sum_k A_k \exp(-i2\pi u_{c_k} t + i\phi_k) \\ &= \sum_k A_k \sin(-2\pi u_{r_k} t + i\phi_k) \exp(-\tau t) \end{aligned} \tag{2.7}$$

avec A_k l'amplitude réelle et positive de la sinusoïde, ϕ_k sa phase, u_{c_k} la fréquence complexe qui s'écrit $u_{c_k} = u_{r_k} + iu_{i_k}$, et $\tau = -2\pi u_{i_k}$ la constante de décroissance exponentielle.
Le facteur de qualité d'un mode est calculé à partir de la relation suivante :

$$\begin{aligned} Q &= \frac{u_{r_k}}{-2u_{i_k}} \\ &= \frac{\omega_{r_k}}{-2\omega_{i_k}} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Le degré de confiance que l'on peut accorder au facteur de qualité déterminé par l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques est donné par le rapport $|\frac{u_{i_k}}{err}|$, où err est une estimation de l'erreur maximale commise sur la mesure de la fréquence imaginaire lors de la décomposition modale [63].
Des études numériques précédentes ont permis de préciser quelle devait être la valeur de ce rapport pour commencer à avoir un degré de confiance raisonnable dans le facteur de qualité déterminé par FDTD. Il faut que ce rapport soit supérieur à 10^3, dans le cas contraire, la moindre modification de résolution ou encore légère translation de la structure entraîne des variations importantes, non physiques, du facteur de qualité. Plus le rapport $|\frac{u_{i_k}}{err}|$ est grand, plus le facteur de qualité est robuste face aux variations numériques de la structure.
Nous voulons déterminer pour les modes n et v, leur facteur de qualité Q, leur fréquence u_r et le degré de confiance $|\frac{u_i}{err}|$ que l'on peut accorder à ces valeurs. Pour cela, nous plaçons le point où est enregistré l'évolution du champ électromagnétique au cours du temps, et à partir duquel s'applique l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques, au centre la cellule de calcul pour le mode v et au quart de la cellule pour le mode n. Ces points coïncident dans les deux cas avec la position d'un ventre du champ électromagnétique. Nous appelons ce point H_0 (figure 2.22 page ci-contre).
Sur la figure 2.22 page suivante, on peut voir les résultats de l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques pour les modes n et v, avec comme paramètres de double déformation $\epsilon_{CP} = 0{,}8$ et $\epsilon_G = 1{,}05$. On constate que pour ces paramètres particuliers de déformations affine et du guide, l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques n'a aucun problème pour détecter séparément chacun des deux modes DFB.

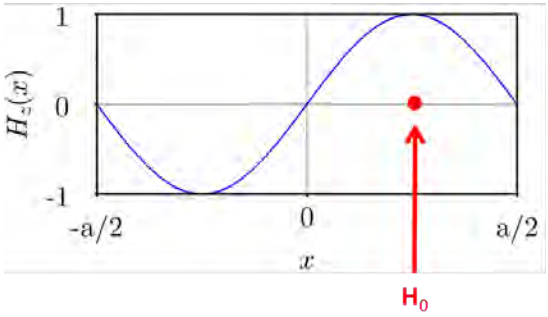


	(c)	H_0
Mode n	u_r	0,436151
	Q (10^4)	16
	$\lvert \frac{u_i}{err} \rvert$ (10^8)	0,2
	Nombre modes	**1**

	(d)	H_0
Mode v	u_r	0,436078
	Q (10^4)	333
	$\lvert \frac{u_i}{err} \rvert$ (10^8)	0,1
	Nombre modes	**1**

FIGURE 2.22 – (a) et (b) H_0 placé au quart et au centre de la cellule de calcul pour détecter les modes n et v - (c) et (d) Sorties de H_0 pour les modes n et v avec comme paramètres de double déformation ϵ_{CP} = 0,8 et ϵ_G = 1,05

Nous avons observé que pour la plupart des couples (ϵ_{CP},ϵ_G) pour lesquels nous avions réalisés des simulations, l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques fonctionne. Cependant, il existe aussi un certains nombre de points où ce n'est pas le cas. En effet, lorsque la différence de facteur de qualité ΔQ entre les deux modes DFB est faible, typiquement quand $Q_n \sim Q_v$, l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques détecte les deux modes n et v, alors que H_0 est placé de sorte à ne détecter qu'un seul des deux modes.
Sur le tableau de la figure 2.23, on observe que pour le couple de paramètre (ϵ_{CP} = 0,8, ϵ_G = 1,15), l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques détecte à la fois les modes n et v, alors que H_0 est placé au quart de la cellule de calcul de sorte à ne mesurer que le mode n. Parmi ces deux modes, il faut déterminer quel est le mode n qui nous intéresse.



		H_0
Mode n	u_r	0,435804 0,435975
	Q (10^4)	9,1 ou 8,9
	$\lvert \frac{u_i}{err} \rvert$ (10^8)	0,6 ou 10^{-6}
	Nombre modes	**2**

FIGURE 2.23 – Sorties de H_0 pour le modes n avec comme paramètres de double déformation ϵ_{CP} = 0,8 et ϵ_G = 1,15

Pour obtenir nos cartographies paramétriques 2D (voir Section 2.4.1.1.3.1) pour les modes n et v dans le cas du guide W5, nous avons effectué environ 600 simulations pour chacun des modes, soit un total de près de 1200 simulations/cartographie. Durant mes travaux de thèse, une dizaine de géométries ont été étudiées, soit une dizaine de cartographies, cela équivaut à environ 12000 simulations. Parmi toutes ses simulations, il aurait fallu pour les simulations où l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques détermine deux modes, effectuer un tri manuel pour choisir le bon mode. Cela n'était pas envisageable. Nous

avons donc amélioré l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques fourni par le logiciel de FDTD, afin que ce nouvel algorithme ne détecte qu'un mode, prédéterminé, et cela quelque soit la double déformation appliquée.

2.3.2.2.2 Nouveau algorithme d'extraction inverse d'harmoniques

Le nouveau algorithme d'extraction inverse d'harmoniques que nous avons mis en place, repose sur une procédure de filtrage spatial du champ électromagnétique. Plutôt que d'enregistrer le champ $H_z(x_0, y_0, z_0, t)$ en un point au cours du temps, nous enregistrons le champ moyen $S(t)$ selon l'axe du guide, pondéré par le profil spatial attendu du mode recherché A(x) (figure 2.24) :

$$S(t) \quad = \quad \int_x A(x) H_z(x, y = 0, z = 0, t) dx \tag{2.9}$$

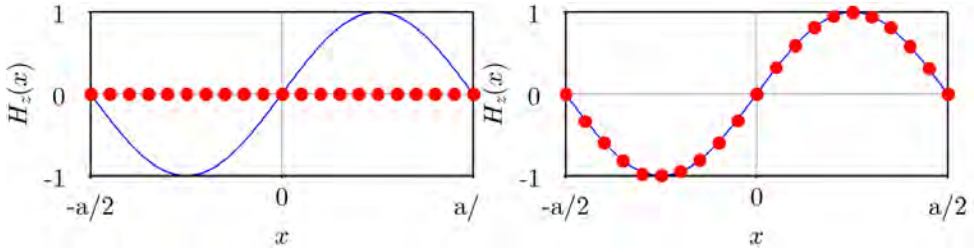
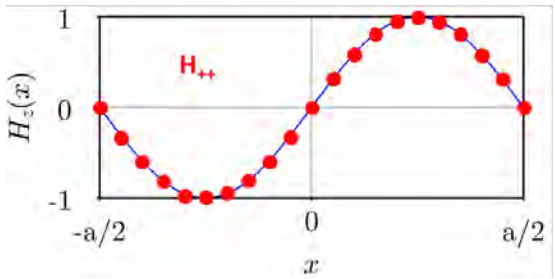


FIGURE 2.24 – A gauche : au lieu d'enregistrer le champ en un point au cours du temps, nous enregistrons le champ moyen selon l'axe du guide. A droite : le champ enregistré selon l'axe du guide est pondéré par la répartition spatiale attendue du champ A(x), ici le mode n

Sur le tableau de la figure 2.25, on peut voir les résultats de notre nouvel algorithme d'extraction inverse d'harmoniques que nous appelons H_{++}, pour le couple de paramètre ($\epsilon_{CP} = 0{,}8$,$\epsilon_G = 1{,}15$). Alors que l'algorithme d'extraction inverse d'harmoniques standard détectait deux modes, nous voyons que notre nouvel algorithme d'extraction inverse d'harmoniques détecte lui un seul mode, ici le mode n.



		H_{++}
Mode n	u_r	0,435804
	Q (10^4)	9,1
	$\lvert \frac{u_i}{err} \rvert$ (10^8)	2,6
	Nombre modes	1

FIGURE 2.25 – Sorties de H_{++} pour le modes n avec comme paramètres de double déformation $\epsilon_{CP} = 0{,}8$ et $\epsilon_G = 1{,}15$

Ainsi, nous sommes sûr grâce à notre nouvel algorithme d'extraction inverse d'harmoniques, que quelque soit la double déformation appliquée, nous n'obtiendrons qu'un seul mode, et que c'est bien le mode recherché. Nous avons pu grâce à cela mettre en place une procédure automatique pour obtenir nos cartographies paramétriques 2D pour les différentes géométries étudiées.

2.4 Étude minutieuse du guide W5

Nous voulons déterminer les paramètres géométriques du guide W5, à savoir la déformation du guide ϵ_G et la déformation de la maille transverse des CPs, déformation affine ϵ_{CP}, permettant de favoriser une émission laser monomode.
Pour cela, nous présentons les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, ce qui nous permet de déterminer des zones d'intérêts de fonctionnement. Puis nous discuterons de l'intérêt de ces différentes zones de fonctionnement.

2.4.1 Détermination de deux zones d'intérêts de fonctionnement

Nous raisonnons ici plutôt en terme de pertes que de facteur de qualité. Bien que ces deux grandeurs soient directement liées ($\alpha = \frac{1}{Q}$), il nous semble que la discussion est plus intuitive en s'appuyant sur les pertes que sur les facteurs de qualité. Notamment, lorsque nous chercherons à étudier l'impact des pertes de fabrication expérimentales.
Nous désignons par α le paramètre de pertes, il est donné par :

$$\alpha = \frac{-2u_{i_k}}{u_{r_k}} \tag{2.10}$$

Il faut bien faire la différence entre ce qui usuellement désigné par le terme "pertes", du paramètre de pertes α que nous avons introduit. En effet, lorsqu'on parle de "pertes" pour un laser, cela désigne habituellement les pertes de propagation, c'est à dire les pertes par unité de longueur, qui s'expriment en cm^{-1}. Or, nous étudions un laser tout CP qui a un comportement analogue à un laser DFB du deuxième ordre. Pour un tel laser, les deux modes fondamentaux se couplent et on a une levée de dégénérescence. Ainsi, on aboutit a deux modes stationnaires de vitesses de groupes nulles. Calculer les pertes de propagation pour de tels modes, ayant une vitesse de groupe nulle, est inappropriées. C'est pour cela, que nous préférons introduire le paramètre α, qui correspond aux pertes temporelles, et qui s'exprime en T^{-1}, où T correspond à un cycle optique, avec $\lambda = a$ dans les unités réduites que nous utilisons.
A partir des cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, nous avons déterminé deux zones d'intérêts.

2.4.1.1 Première zone d'intérêt de fonctionnement

Nous nous intéressons à la première zone d'intérêt de fonctionnement.
Nous montrerons comment la déterminer, puis nous présentons la cartographie de la longueur d'onde d'émission dans cette zone, et enfin nous discuterons de l'origine physique de cette zone.

2.4.1.1.1 Cartographie du minimum de perte - Détermination de la première zone d'intérêt

Nous avons réalisé des cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v.

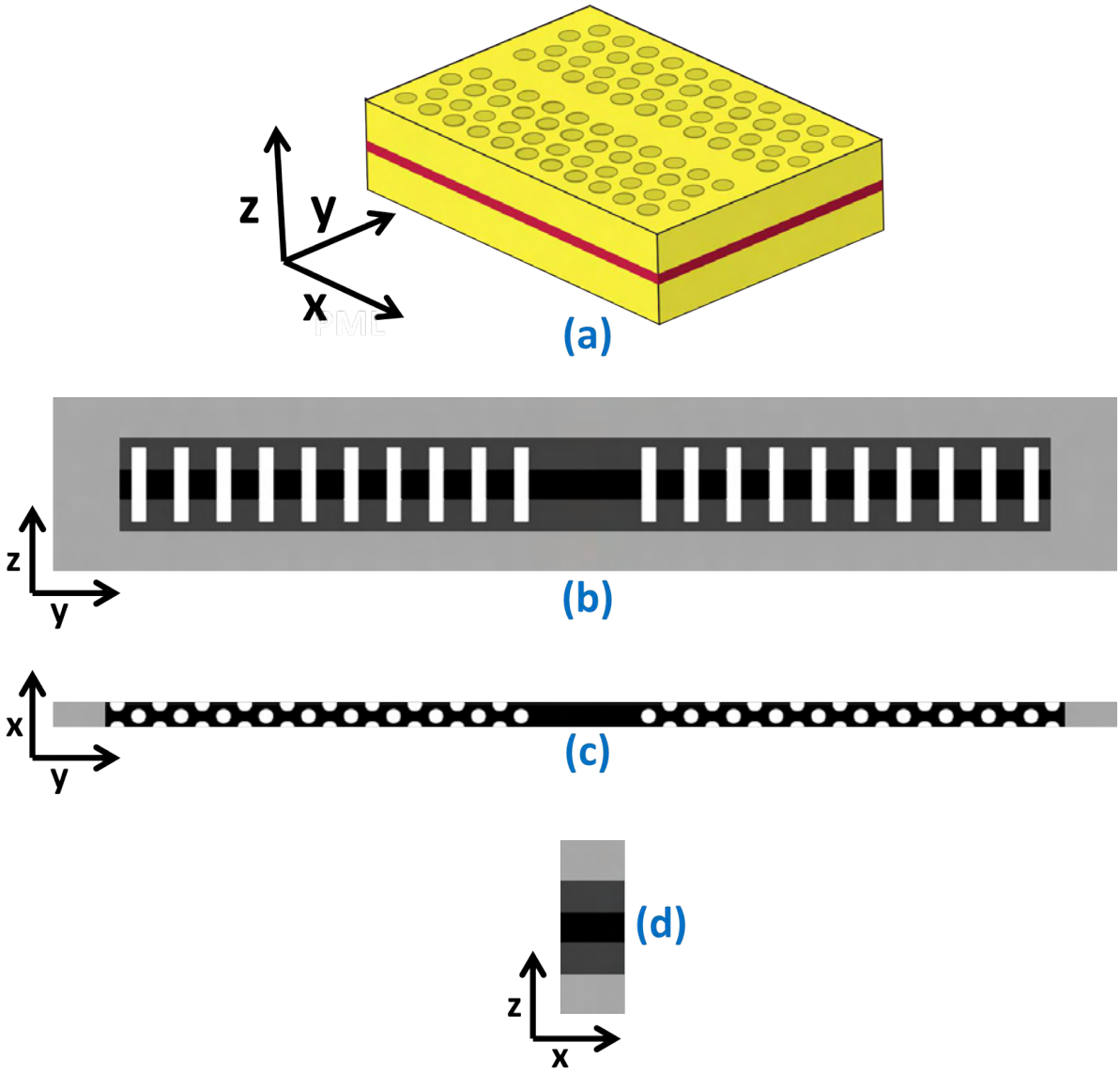


FIGURE 2.26 – Cellule de calcul : (a) représentation d'un guide d'onde tout CP ; (b) coupe de la cellule de calcul selon $x = 0$; (c) coupe de la cellule de calcul selon $z = 0$; (d) coupe de la cellule de calcul selon $y = 0$

Pour cela, nous avons réalisé des simulations FDTD 3D, où la cellule de calcul considérée est celle définie précédemment (figure 2.26). A savoir selon l'axe vertical (figure 2.26 (d)), une zone cœur entourée de gaine de 600 nm d'épaisseur. Puis dans le plan horizontal, selon l'axe du guide, on considère une période du cristal, avec un paramètre de maille de $a = 661$ nm. Quant à l'extension des murs de CP, nous avons vu qu'elle devait être de 10 rangées de trous (figure 2.26 (b) et (c)). Et selon l'axe z et l'axe y, la cellule de calcul est terminée par des couches PML.
Pour réaliser les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, nous avons réalisé des simulations en répartissant les valeurs prises par les paramètres de déformation affine ϵ_{CP} et de déformation du guide ϵ_G dans un intervalle allant de $0,6$ à $1,3$ pour ϵ_{CP} et de $0,925$ à $1,3$ pour ϵ_G. Puis, entre les points simulés, nous avons effectué une interpolation 2D pour compléter les cartographies (interpolation Shepard cubique [64]).

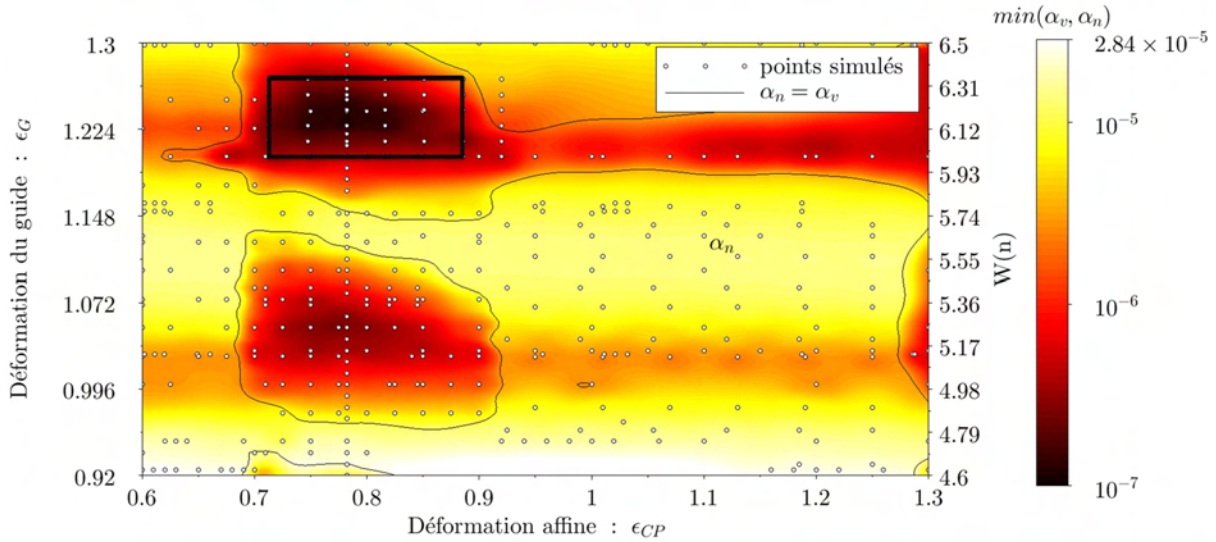


FIGURE 2.27 – Cartographie paramétrique 2D du minimum de pertes pour les modes n et v pour le guide W5. Le rectangle noir représente la zone de pertes minimales pour le mode v = première zone d'intérêt

Notre objectif est d'obtenir un laser.
Celui-ci lasera d'autant plus facilement que son seuil est faible. Donc pour obtenir un composant qui fonctionne, nous devons minimiser les pertes théoriques.
Nous cherchons donc à déterminer une zone pour laquelle les pertes sont minimales.
Pour obtenir la figure 2.27 qui représente la cartographie paramétrique 2D du minimum de pertes pour les modes n et v, nous sommes partis des cartographies paramétrique 2D des pertes des modes n et v : α_n et α_v et nous en avons tracé le minimum, soit $\min(\alpha_v, \alpha_n)$.
D'après la figure 2.27, on constate que c'est toujours le mode v qui présente des pertes les plus minimales. De plus, on observe que les zones pour lesquelles le mode v présentent des pertes minimales semblent se répéter. En effet, on a une large zone où α_v est minimale pour $\epsilon_{CP} \in [0,7; 0,9]$ et $\epsilon_G \in [0,975; 1,1]$, qui se répète pour $\epsilon_{CP} \in [0,7; 0,9]$ et $\epsilon_G \in [1,155; 1,3]$. A cette zone, se superpose une bande étroite continue pour $\epsilon_G = 1$ et $\epsilon_G = 1,2$. Nos études ultérieurs ont fait apparaître une structure périodiques (voir la figure 2.45 page 69).
Sur la figure 2.27 nous avons repéré une zone, représentée par un rectangle noir ($\epsilon_{CP} \in [0,7127; 0,8846], \epsilon_G \in [1,2; 1,268]$), pour laquelle le mode v présente des pertes minimales. Donc, si on fabrique un guide W5 avec pour paramètres géométriques ϵ_{CP} et ϵ_G choisis dans cette zone de fonctionnement, c'est là qu'il devrait présenter un seuil le plus faible et donc avoir le plus de chance de fonctionner.

2.4.1.1.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la première zone de fonctionnement

Nous venons de déterminer la première zone de fonctionnement, qui correspond à la zone pour laquelle les pertes théoriques sont minimales, ce qui implique un seuil laser le plus bas possible.
La figure 2.28 page suivante représente la longueur d'onde d'émission du mode v, qui est celui de plus faibles pertes dans la zone de fonctionnement identifiée.

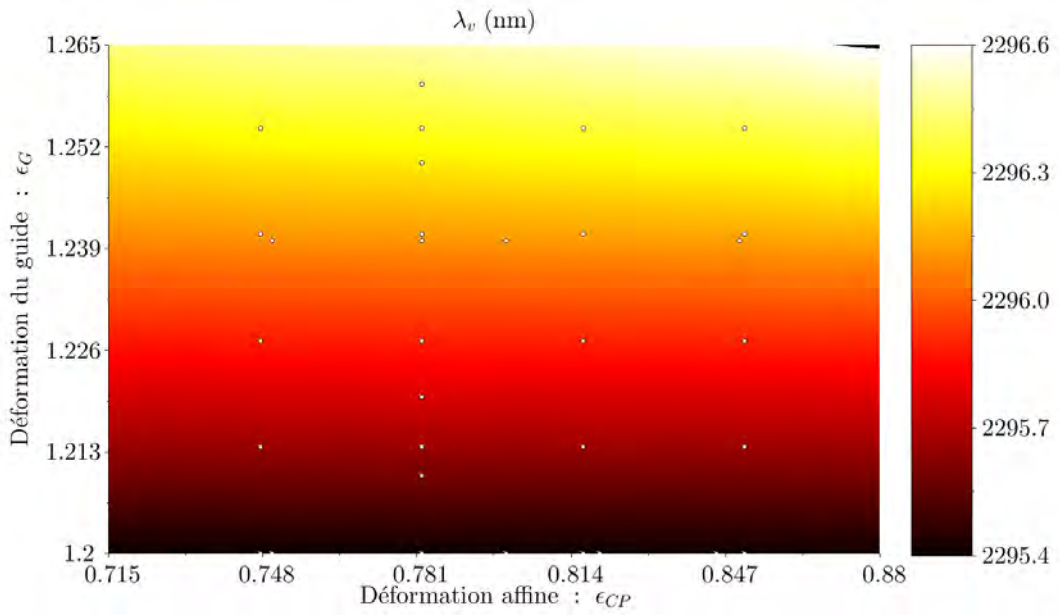


FIGURE 2.28 – Cartographie paramétrique 2D de la longueur d'onde d'émission du mode v λ_v dans la première zone de fonctionnement

On constate d'après la figure 2.28, que dans cette zone de fonctionnement, λ_v ne dépend principalement que de ϵ_G.
De plus, on constate aussi que la longueur d'onde d'émission du mode v varie graduellement sur un peu plus de 1 nm lorsque que le paramètre de déformation du guide ϵ_G parcourt la plage de valeurs possibles dans la première zone d'intérêt.
On voit donc que si on veut réaliser une barrette de lasers de type guide W5 doublement déformés espacés en longueur d'onde, on ne pourra pas le faire en ajustant seulement le paramètre de déformation du guide. En effet, les variations possibles de ϵ_G, tout en restant dans la première zone d'intérêt de fonctionnement, ne permettent que de varier la longueur d'onde d'émission d'un peu plus de 1 nm.
Ainsi, pour réaliser une barrette de laser espacé en longueur d'onde, on voit que les variations obtenues en ajustant les paramètres de déformation affine et de déformation du guide sont insuffisantes. Nous devrons aussi modifier la longueur d'onde d'émission par la paramètre de maille du CP.

Nous avons déterminé précédemment que le paramètre de maille valait $a = 661\,\text{nm}$.
La taille du guide W5 non déformé vaut alors 3435 nm. Ainsi, dans la première zone d'intérêt de fonctionnement, pour une déformation du guide ϵ_G variant de 1.2 à 1.265, la taille du guide varie de 4122 à 4345 nm. Soit une variation de taille de 223 nm. Or la précision de la lithographie électronique dont nous disposons étant de 2 nm, on voit que l'on pourra facilement réaliser une quinzaine de lasers dans la plage de variation de ϵ_G. Nous avons vu par ailleurs que lorsque ϵ_G variait de 1,2 à 1,265, la longueur d'onde du mode v, λ_v, variait quant à elle de 2295,4 nm à 2296,6 nm, soit une variation d'un peu plus de 1 nm. Pour obtenir une barrette de laser espacé en longueur d'onde, il faut faire varier le paramètre de maille a, celui-ci ne pouvant varier que par pas de 2 nm. Or on a vu que le paramètre de maille était calculé à partir de la relation suivante : $U_{OP} = \frac{a}{\lambda}$, donc la variation de λ_v avec le paramètre de maille a est donnée par $1/U_{OP_{modev}} = 3.48$. Ainsi, une variation de 2 nm sur le paramètre de maille, entraîne une variation de près de 7 nm sur λ_v.

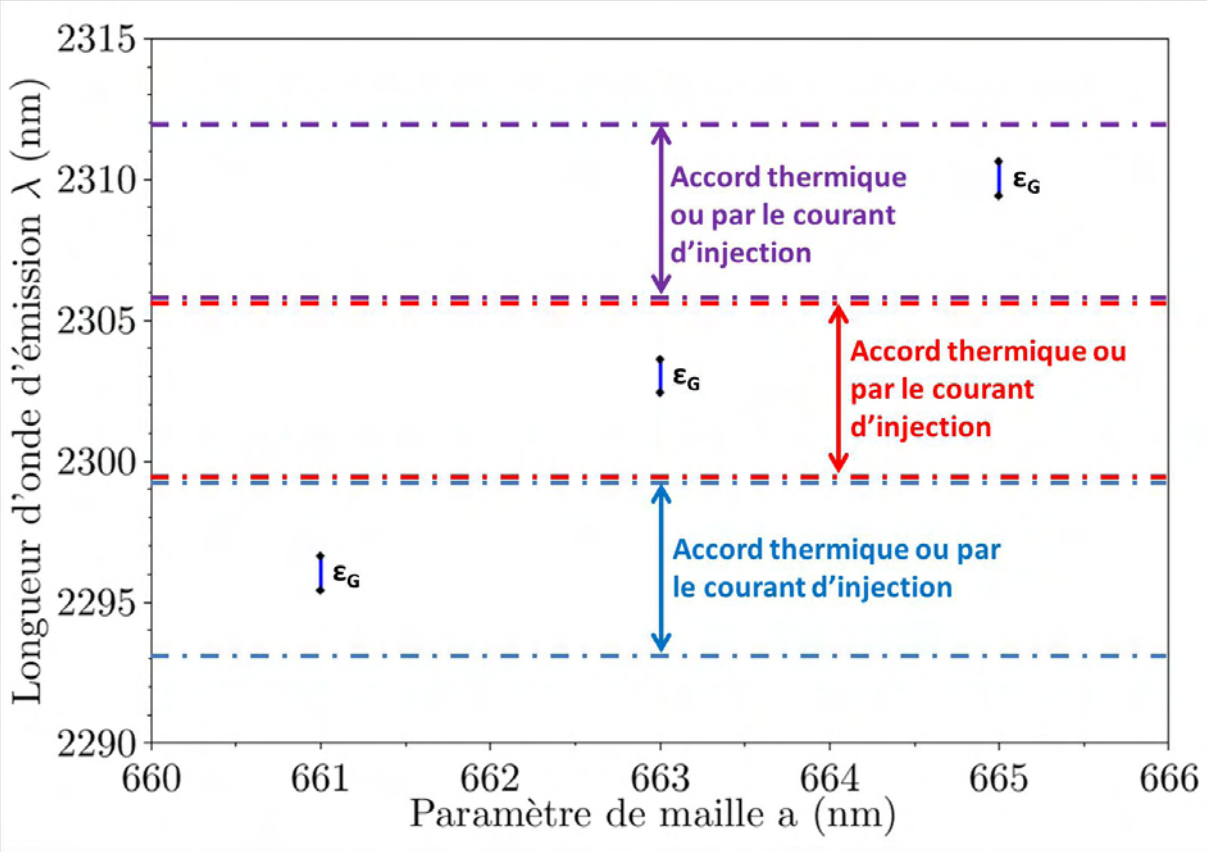


FIGURE 2.29 – Longueur d'onde d'émission de barrettes lasers pour différents paramètres de maille

La figure 2.29 montre la relation d'accordabilité linéaire obtenue via nos calculs de fréquence réduite. On voit que si on veut obtenir une émission laser continue autour de 2,3 µm, il faut réussir à accorder chaque barrette laser de paramètre de maille fixé sur près de 6 nm. Cela nous devrons l'obtenir via un contrôle thermique de la barrette laser ou via un contrôle du courant d'injection.

2.4.1.1.3 Origine physique

2.4.1.1.3.1 Cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v

Nous essayons ici de comprendre les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v. Commençons par présenter ces cartographies.

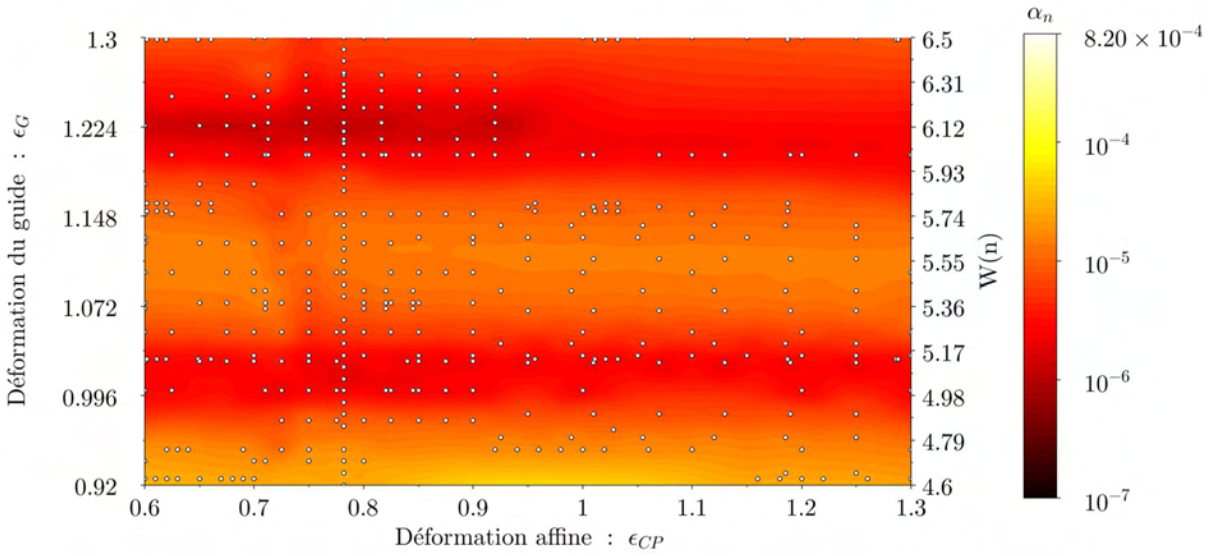


FIGURE 2.30 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n

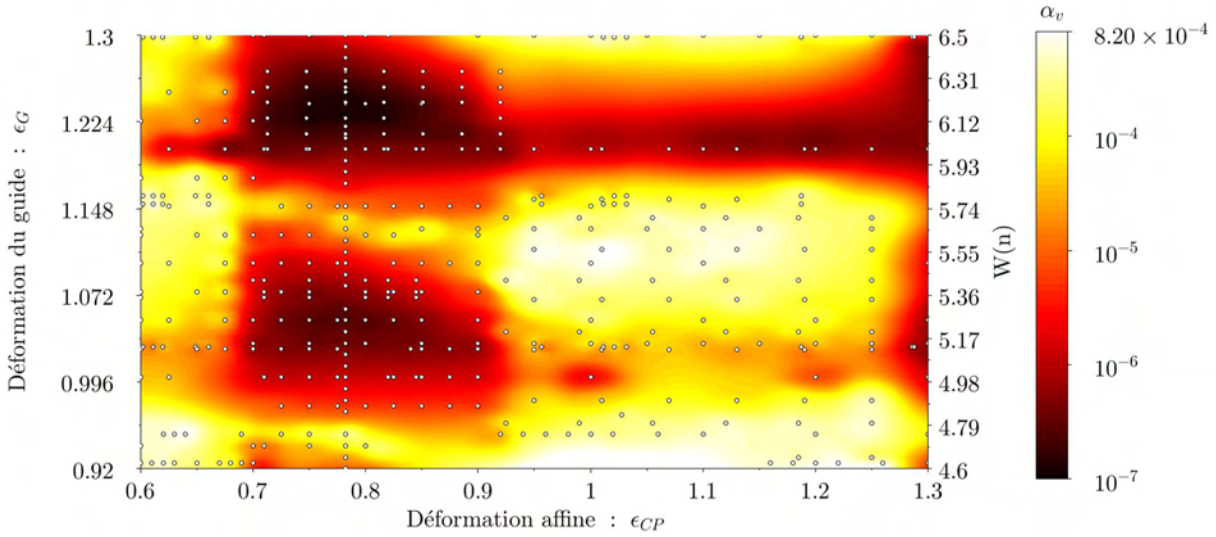


FIGURE 2.31 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v

D'après la figure 2.30 de la cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n, on constate que α_n varie principalement selon le paramètre de déformation du guide ϵ_G et peu selon le paramètre de déformation affine ϵ_{CP}. De plus, comme on peut le voir sur la figure 2.42 page 67, on remarque que la variation de α_n en fonction de ϵ_G semble être périodique. En effet, α_n passe par un minimum de pertes pour ϵ_G autour de 1,025, puis augmente pour atteindre un maximum de pertes pour une déformation affine autour de 1,15, puis α_n rediminue pour atteindre à nouveau un minimum de pertes pour ϵ_G autour de 1,225, et ainsi de suite.
D'après la figure 2.31 de la cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v, on remarque que comme pour α_n, α_v varie principalement selon le paramètre de déformation du guide ϵ_G. On observe aussi une variation avec ϵ_{CP}, ce qui n'était pas le cas pour α_n. En effet, pour $\epsilon_{CP} \in [0,7; 0,9]$, on a une bande presque continue où α_v est minimale.
De plus, à l'instar de α_n, α_v semble aussi présenter une variation périodique en fonction de ϵ_G (figure 2.44 page 68).

2.4.1.1.3.2 Analyse de l'évolution de α_n et α_v en fonction de ϵ_G

Nous avons regardé, pour $\epsilon_{CP} = 0{,}782$, l'évolution en fonction de ϵ_G, de : α_n et α_v, et des flux d'énergie

des modes n et v quittant le guide d'onde (voir figure 2.33 pour le mode n et figure 2.34 page suivante pour le mode v).
Ces flux correspondent aux composantes S_y et S_z du vecteur de Poynting du mode considéré, qui représentent respectivement les pertes verticales, selon la normale au plan (x, z), et les pertes latérales, selon la normale au plan (x, y) (voir figure 2.32).

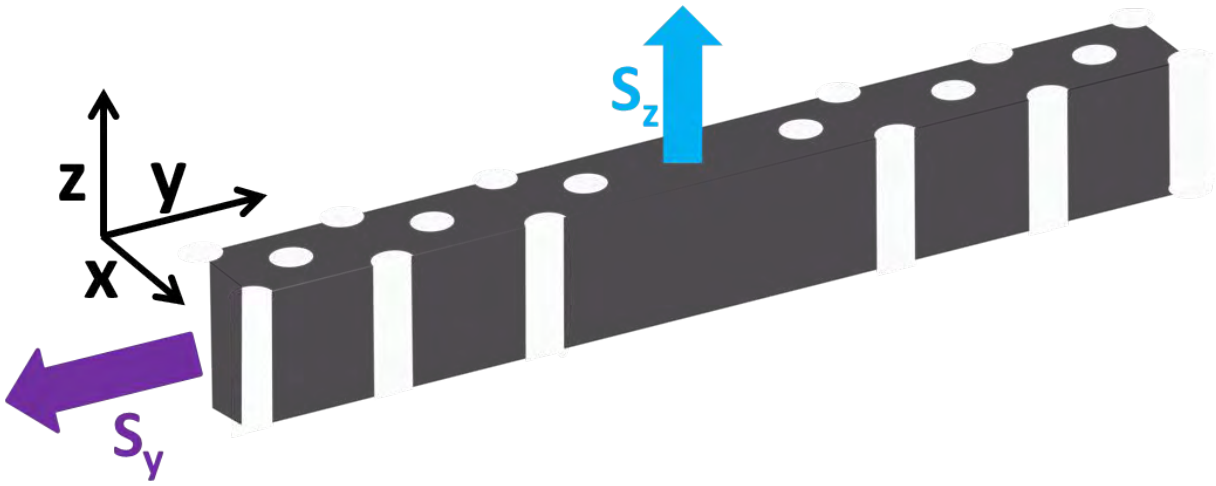


FIGURE 2.32 – Composantes S_y et S_z du vecteur de Poynting

On appelle S_y^n pour le mode n et S_y^v pour le mode v, le vecteur de Poynting selon la direction y calculé à travers le plan (xz) et normalisé par la surface. Et S_z^n et S_z^v, respectivement pour le mode n et v, le vecteur de Poynting selon la direction z calculé à travers le plan (xy) et normalisé par la surface.

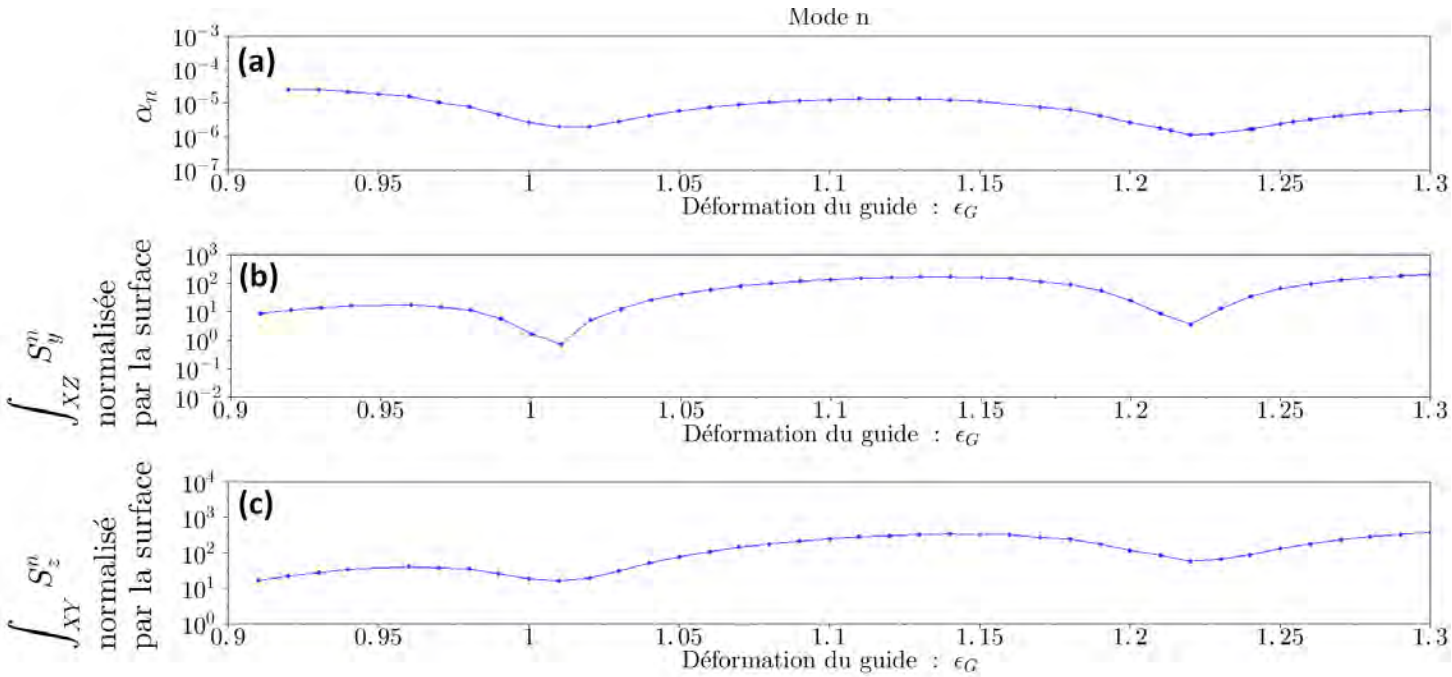


FIGURE 2.33 – Évolution de α_n, S_y^n et de S_z^n en fonction de ϵ_G pour $\epsilon_{CP} = 0,782$

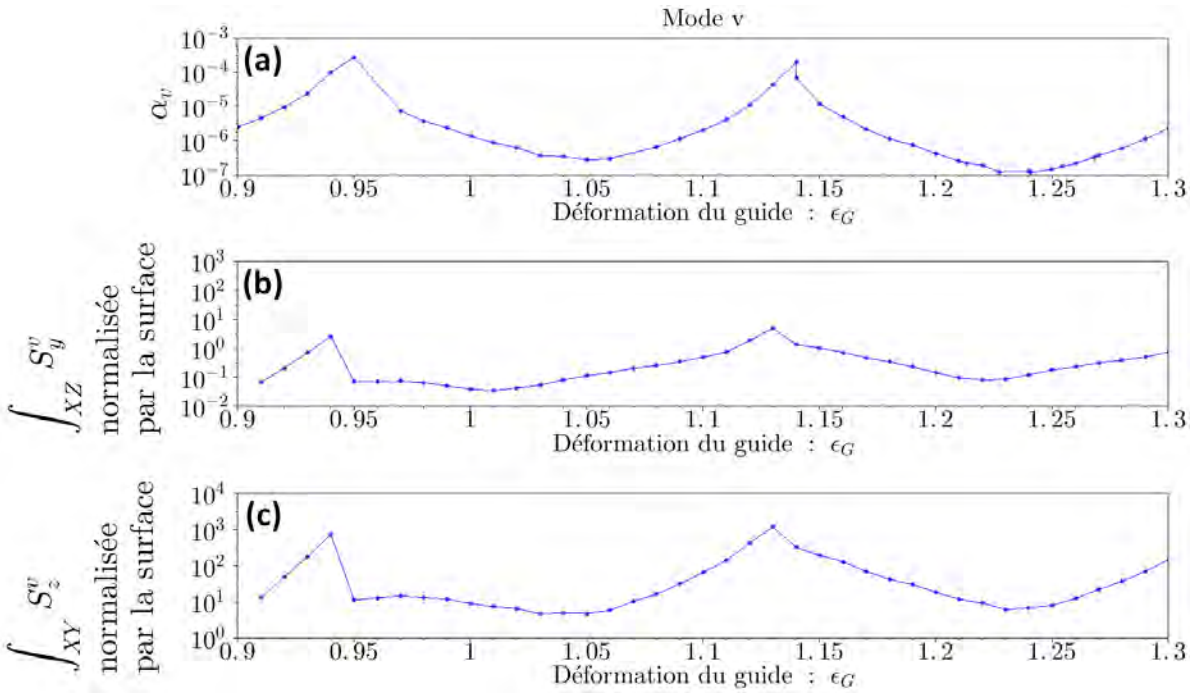


FIGURE 2.34 – Évolution de α_v, S_y^v et de S_z^v en fonction de ϵ_G pour $\epsilon_{CP} = 0,782$

Lorsqu'on regarde sur la figure 2.33 page précédente (a), l'évolution de α_n avec ϵ_G, on remarque que α_n varie périodiquement avec ϵ_G. Bien que ce caractère périodique est peu visible ici, nous l'avons observé en étudiant des gammes de déformation du guide plus grandes, en faisant varier n de 5 à 7 (voir Section 2.5).
De plus, d'après les figure 2.33 page précédente (b) et (c), on constate que les variations de α_n coïncident avec les variations de S_y^n, et S_z^n. Les minima de pertes (autour de ϵ_G = 1,02 et 1,23) correspondent à une réduction simultanée des pertes surfaciques et latérales, qui contribuent de façon similaire aux pertes totales.
Quand au mode v, tout comme le mode n, on constate sur la figure 2.34 (a), que α_v varie périodiquement avec ϵ_G. De plus, les variations de α_v avec ϵ_G sont plus importantes que pour α_n. En effet, α_v varie sur près de 4 ordres de grandeur avec ϵ_G, alors que α_n ne varie lui que sur deux ordres de grandeur. On remarque aussi que les variations de α_v sont dues aux variations de S_y^v et S_z^v. Cependant, on observe que S_z^v est supérieur de deux ordres de grandeur à S_y^v. Donc les variations de α_v sont dues principalement aux variations de S_z^v, c'est donc l'énergie perdu selon l'axe vertical qui gouverne l'évolution des pertes du mode v.
En comparant α_v et α_n, on observe que α_v présente un minima de perte large (donc potentiellement une zone large pour concevoir des lasers), alors que α_n présente un minima de perte très piqué, et le minimum atteint par α_n est beaucoup moins faible que pour α_v.

Pour essayer de comprendre pour le mode v l'évolution de S_z^v avec ϵ_G, nous avons analysé les profils spatiaux de S_z^v pour différentes valeurs de ϵ_G.

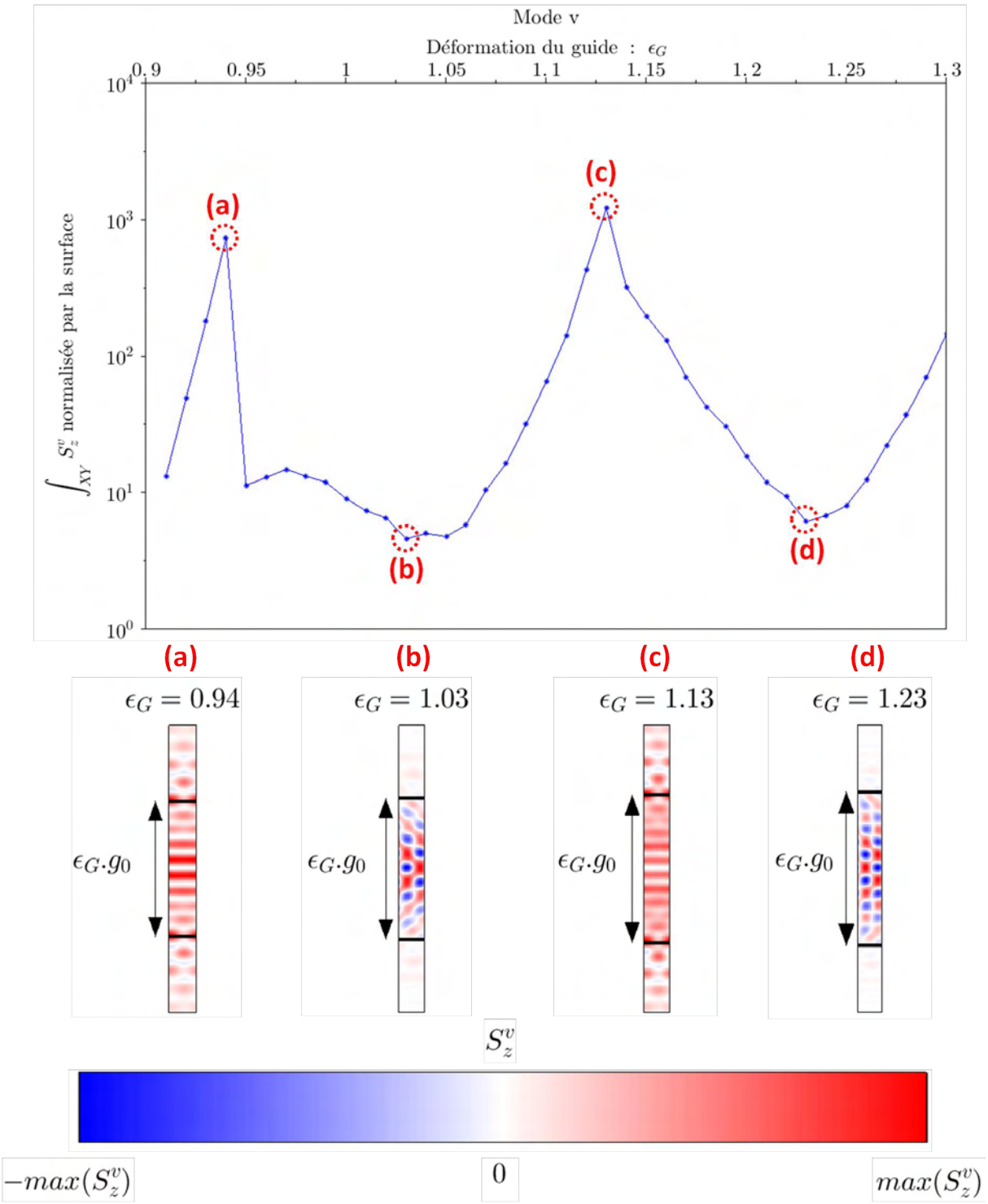


FIGURE 2.35 – Évolution de S_z^v en fonction de la déformation du guide et profils spatiaux de S_z^v pour différentes déformation ϵ_G

Si nous comparons les profils de S_z^v lorsque les pertes sont maximales (figure 2.35 (a) et (c)), à ceux obtenus aux minimas de pertes (figure 2.35 (b) et (d)), nous pouvons noter deux différences principales. Tout d'abord, au maxima de pertes, les profils présentent beaucoup moins de plans nodaux qu'au minima de pertes. Le rayonnement de l'énergie par la surface est donc moins multipôlaire et donc plus efficace [65].
Ensuite, l'intégrale du profil donne une valeur non nulle pour les maximas de pertes, alors que celle-ci s'annule pour les minimas de pertes où le rayonnement totale par la surface est nul.

2.4.1.2 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement

Nous nous intéressons à la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement.
Nous montrons comment là déterminer, puis nous présentons la cartographie de la longueur d'onde d'émission dans cette zone.

2.4.1.2.1 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt

Pour déterminer la première zone d'intérêt de fonctionnement, nous avons sélectionné une zone pour laquelle les pertes étaient minimales, ce qui assure un seuil laser théorique le plus bas possible.
Pour déterminer la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, nous partons d'une hypothèse.
Nous supposons que les pertes seront suffisamment faibles (ou ce qui revient au même, le gain suffisamment élevé) pour obtenir un effet laser pour toute la cartographie de paramètres. Nous allons rechercher la zone permettant d'assurer la meilleure sélectivité modale afin de maximiser les chances d'obtenir une émission laser monomode.
Autrement dit, on cherche à maximiser la différence $|\alpha_v - \alpha_n|$.

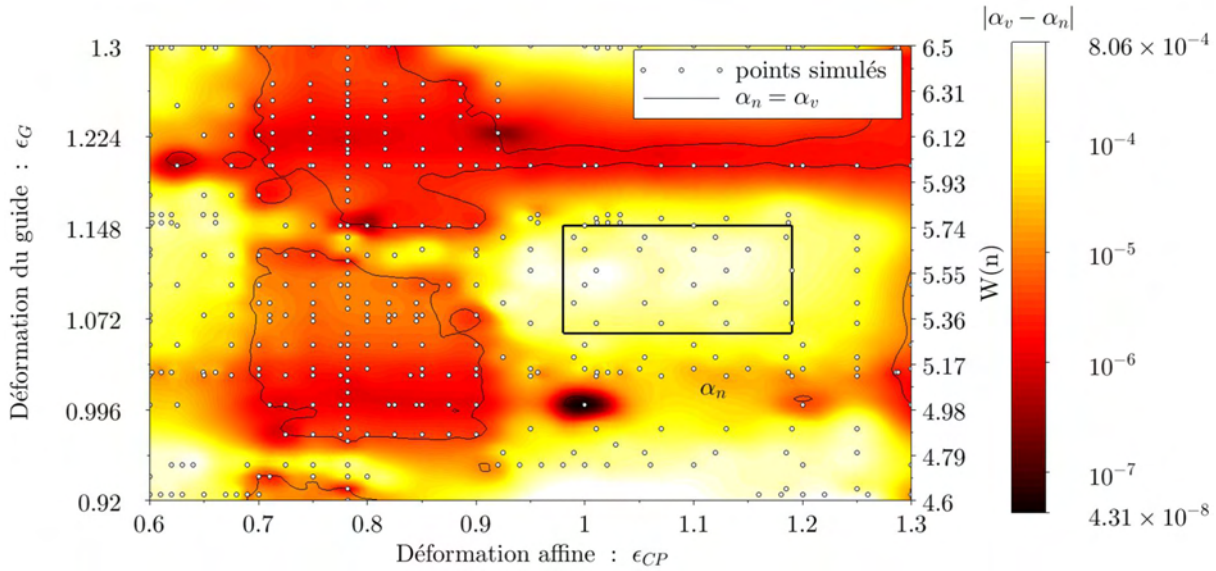


FIGURE 2.36 – Cartographie paramétrique 2D de la différence des pertes. Le rectangle noire représente la zone de différence de pertes maximale = deuxième zone d'intérêt

Sur la figure 2.36 est représentée la cartographie paramétrique 2D de la différence des pertes entre les modes v et n, les régions désignées par α_n, correspondent aux zones pour lesquelles $\alpha_n < \alpha_v$.
A partir de la cartographie précédente, nous avons repéré une deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, représentée par un rectangle noir, pour laquelle la différence entre les pertes du mode n, α_n, et celles du mode v, α_v, est maximale.
Donc, si on fabrique un guide W5 avec pour paramètres géométriques ϵ_{CP} et ϵ_G choisis dans cette deuxième zone de fonctionnement, à savoir $\epsilon_{CP} \in [0,98; 1,19]$ et $\epsilon_G \in [1,06; 1,15]$, on devrait obtenir un laser monomode. En effet, comme dans cette zone la différence entre les pertes du mode n et du mode v est maximale, cela implique un écart entre les seuils lasers de ses modes maximum.

2.4.1.2.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la deuxième zone de fonctionnement

Nous venons de déterminer la deuxième zone de fonctionnement, qui correspond à la zone pour laquelle on devrait obtenir une émission laser monomode.

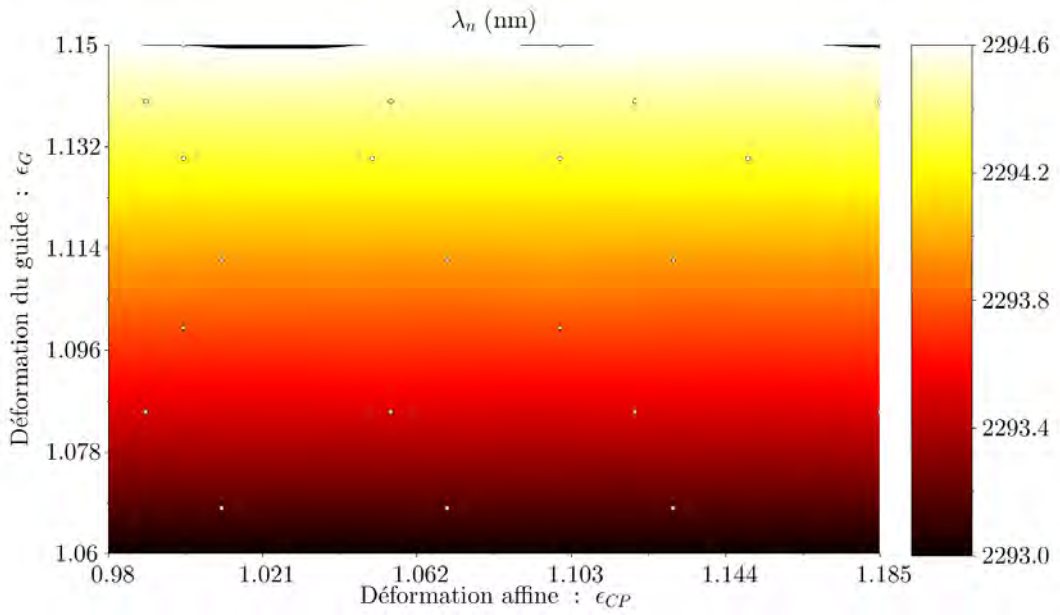


FIGURE 2.37 – Cartographie paramétrique 2D de la longueur d'onde d'émission du mode n : λ_n dans la deuxième zone de fonctionnement

Lorsqu'on regarde sur la figure 2.37, la cartographie paramétrique 2D de la longueur d'onde d'émission du mode n : λ_n, qui est le mode de plus faible pertes dans la deuxième zone de fonctionnement identifiée, on remarque que la longueur d'onde d'émission du mode n ne varie pas selon la déformation affine ϵ_{CP} mais uniquement selon la déformation du guide ϵ_G.
De plus, comme précédemment, on constate que la longueur d'onde d'émission du mode n varie graduellement sur un peu plus de 1 nm lorsque que le paramètre de déformation du guide ϵ_G parcourt toute la zone d'intérêt.
Ainsi, comme pour la première zone d'intérêt, on voit donc que si on veut réaliser une barrette de laser de type guide W5 doublement déformé espacé en longueur d'onde, on ne pourra pas le faire en ajustant seulement le paramètre de déformation du guide. Car les variations possibles de ϵ_G, tout en restant dans la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, ne permettent que de varier la longueur d'onde d'émission d'un peu plus de 1 nm.
Ainsi, pour réaliser une barrette de laser espacé en longueur d'onde, il faut jouer sur un autre paramètre autre que les paramètres de déformation affine et de déformation du guide, on va modifier le paramètre de maille.

2.4.2 Pertes réelles

A partir des cartographies paramétriques 2D des pertes théoriques des modes n et v, nous avons déterminé deux zones d'intérêts de fonctionnement.
Les pertes considérées jusqu'à présent ne sont que théoriques. A ces pertes théoriques, vont s'ajouter des pertes expérimentales dues aux imperfections de la gravure.
Nous cherchons ici à les prendre en compte pour déterminer les pertes réelles dans les deux zones d'intérêts de fonctionnement.

En l'absence de la réalisation d'un composant fonctionnel, on ne peut déterminer les pertes expérimentales.
Nous regardons l'impact des pertes expérimentales sur les pertes totales dans les deux zones d'intérêts de fonctionnement déterminées précédemment. Pour cela, nous avons déterminé pour chaque zone de fonctionnement, les paramètres de déformation, ϵ_{CP} et ϵ_G, pour lesquels le mode susceptible de présenter un effet laser (mode v pour la première zone de fonctionnement et mode n pour la deuxième zone) a des pertes théoriques minimales. A ces pertes théoriques, nous rajoutons les pertes expérimentales α_{exp}, pour

obtenir les pertes réelles α_{reelle}.

$$\alpha_{reelle} = \alpha_{theo} + \alpha_{exp} \tag{2.11}$$

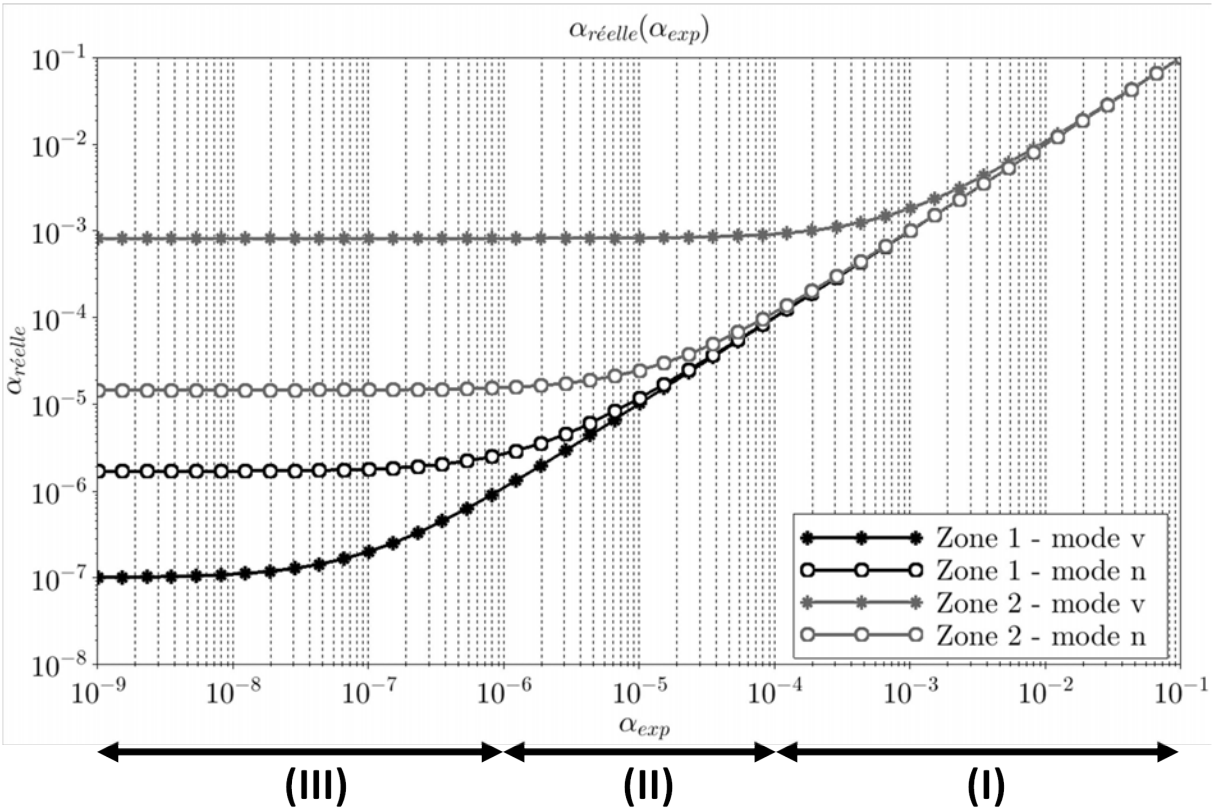


FIGURE 2.38 – Pertes réelles dans les deux zones d'intérêts de fonctionnement

Sur la figure 2.38, est représenté la prise en compte des pertes expérimentales sur les pertes totales. On voit que pour des pertes expérimentales élevées, de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-4} (intervalle (I)), ces pertes sont prédominantes, et choisir une zone de fonctionnement n'a aucun sens. En effet, si on obtient un laser fonctionnel et qui présente des pertes expérimentales importantes, quelque soit la zone de fonctionnement, on aura un laser multimode.
Pour des pertes expérimentales intermédiaires, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6} (intervalle (II)), on constate que certes la première zone d'intérêt présente des pertes plus faibles que la deuxième zone, cependant cette zone n'est pas sélective. Donc, si on veut obtenir un laser présentant une discrimination de mode, donc monomode, il vaut mieux choisir la deuxième zone d'intérêt. Mais pour cela, il faut que le laser soit fonctionnel avec des pertes élevées, de l'ordre de 10^{-3}. Si on veut obtenir un laser fonctionnel mais qui est multimode, il faudra se placer dans la première zone.
Et si les pertes expérimentales sont faibles, inférieure à 10^{-6} (intervalle (III)), on constate qu'à la fois la première zone et la deuxième zone d'intérêts sont sélectives. Cependant, les pertes totales sont les plus faibles pour la première zone de fonctionnement. Donc il faut travailler dans cette zone, car c'est là que l'on obtiendra un laser fonctionnel et monomode.

Ne pouvant estimer l'ordre de grandeur des pertes expérimentales, nous avons décidé de travailler dans la première zone de fonctionnement, car c'est dans cette zone qu'un composant a le plus de chance de présenter un effet laser monomode.
Après réalisation d'un guide W5 doublement déformé avec les paramètres géométriques de cette première zone d'intérêt, plusieurs possibilités peuvent se présenter :

- Soit le composant ne lase pas, et il faut alors revoir la conception
- Soit le composant présente un effet laser :
  - s'il est monomode, alors on reste dans la première zone
  - s'il est multimode mais avec un seuil laser faible, dans se cas on peut envisager de travailler dans la deuxième zone de fonctionnement. Certes cela augmentera les pertes et donc le seuil,

mais on peut espérer malgré tout, avoir une émission monomode.
— et enfin, soit il est multimode avec en plus un seuil élevé, dans ce cas, peu de solutions s'offrent à nous.

Étant très dépendant des pertes expérimentales, on peut modifier la conception de nos structures afin de les diminuer.
Plusieurs possibilités s'offrent à nous :

— Au lieu de réaliser des guides W5, nous pouvons passer à des guides plus larges, de type W7. En effet, plus le guide est large, plus les pertes des modes décroissent et donc les pertes théoriques diminuent.
— Au lieu de définir des trous sur tout l'empilement de l'hétérostructure, on peut arrêter la gravure des trous à la zone cœur et ainsi ne graver que la gaine supérieure. Cela permet de diminuer le recouvrement des modes du guide avec les défauts des trous et donc de réduire les pertes. De plus, cela a l'avantage de ne pas attaquer les zones actives, ce qui améliore le gain.
— Enfin, au lieu de réaliser des trous répartis selon une maille hexagonale, on peut changer de type de structures et réaliser des tranchées. D'un point de vue technologique, des tranchées sont plus faciles à réaliser que des trous à dimension comparable. Les tranchées présentent une interface avec moins de défauts que des trous, ce qui diminuera les pertes expérimentales.

Nous avons donc étudié d'un point de vue théorique ces alternatives.

2.5 Structures alternatives

Nous présentons ici l'étude d'un point de vue théorique des structures alternatives au guide W5 ΓK.

2.5.1 Guides larges

Nous présentons ici les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v de guide large pour des trous répartis selon une maille hexagonale. Puis à partir de ces cartographies, nous déterminons des zones d'intérêts de fonctionnement.

2.5.1.1 Cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v de guide large

Pour réaliser les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v de guide large, le principe est le même que pour le guide W5. A savoir, nous définissons la cellule de calcul exposée précédemment, en modifiant la taille du guide considéré, pour ne plus avoir un guide W5 mais un guide W7. Puis nous réalisons des simulations FDTD 3D, en faisant varier les paramètres de déformation du guide ϵ_G et de déformation affine ϵ_{CP}. L'intervalle de valeurs excursionné pour ϵ_G et ϵ_{CP} pour le guide W7 est le même que pour le guide W5. Entre les points simulés, nous avons appliqué comme auparavant une interpolation de type Shepard cubique pour compléter les cartographies.

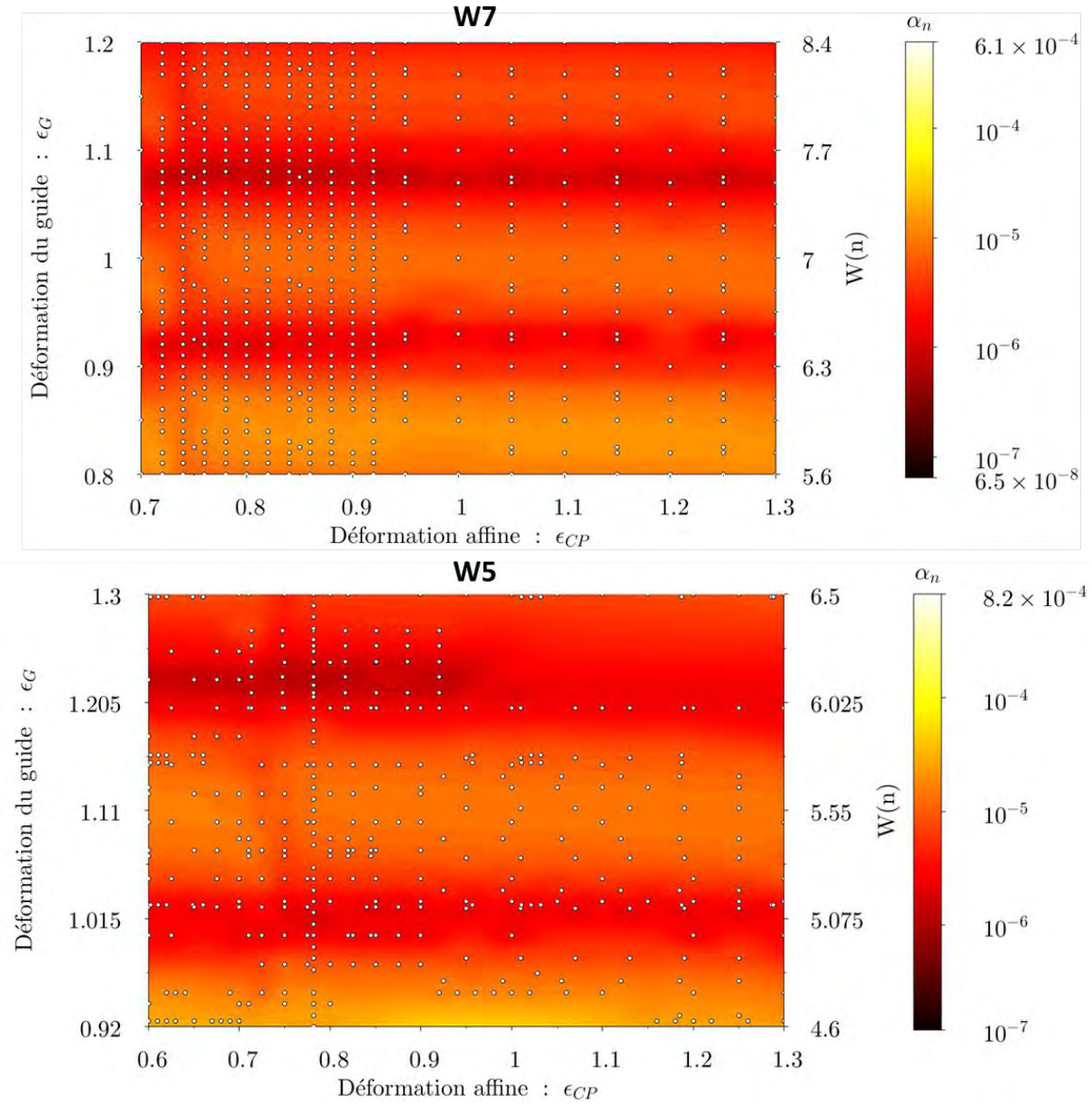


FIGURE 2.39 – Cartographies paramétrique 2D des pertes du mode n pour les guides W7 (haut) et W5 (bas)

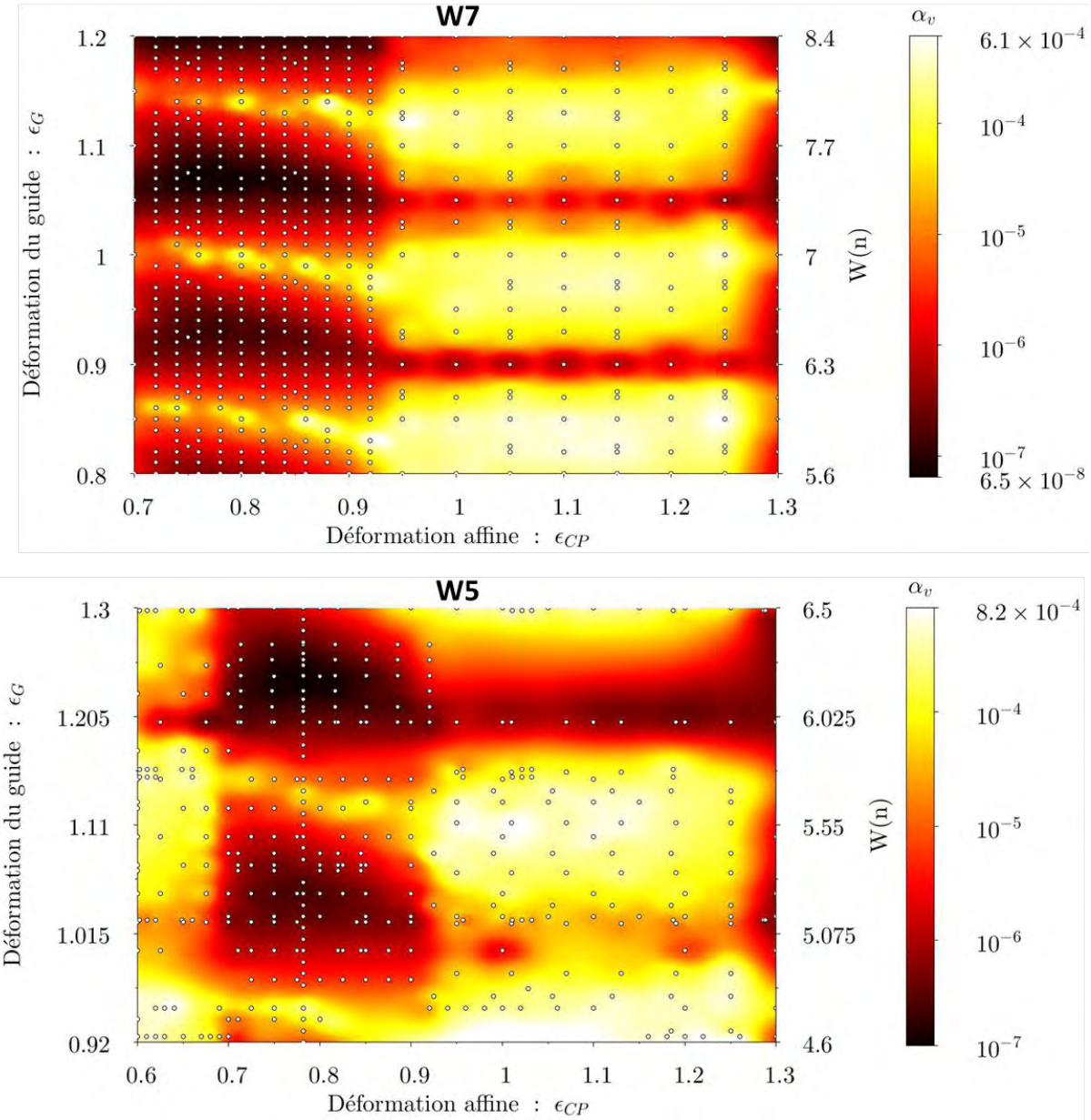


FIGURE 2.40 – Cartographies paramétrique 2D des pertes du mode v pour les guides W7 (haut) et W5 (bas)

Sur le haut des figures 2.39 page précédente et 2.40, on peut voir les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v pour le guide W7.
Lorsqu'on regarde les cartographies des pertes des modes n et v pour les guides W5 et W7 (figures 2.39 page précédente et 2.40), on observe que du fait de la gamme de valeurs prises par ϵ_G et ϵ_{CP}, nous avons un recouvrement entre les cartographies obtenues pour le guide W5 et pour le guide W7. En effet, un guide W(5) avec pour déformation du guide, $\epsilon_G = 1,3$, équivaut à un guide W(6,5). Et un guide W(7) ayant pour déformation du guide, $\epsilon_G = 0,9$, équivaut à un guide W(6,3).
Nous pouvons raccorder et ainsi regrouper ces cartographies en une seule cartographie pour chaque mode. En effet, pour le guide W5, la période des CPs est de 661,5 nm, quand au guide W7, la période est de 659,9 nm. Ainsi la différence de période entre le guide W5 et W7 est de 1,6 nm. On peut donc considérer que les cartographies paramétriques 2D obtenues pour les guides W5 et W7, ne forment qu'une seule cartographie pour un guide de période moyen entre les guides W5 et W7, d'environ 661 nm. Cela rend ainsi possible le raccord entre les cartographies paramétriques 2D des guides W5 et W7 (figures 2.41 page ci-contre et 2.43 page 68).

Nous présentons les cartographies ainsi obtenues (figures 2.42 et 2.44 page suivante).

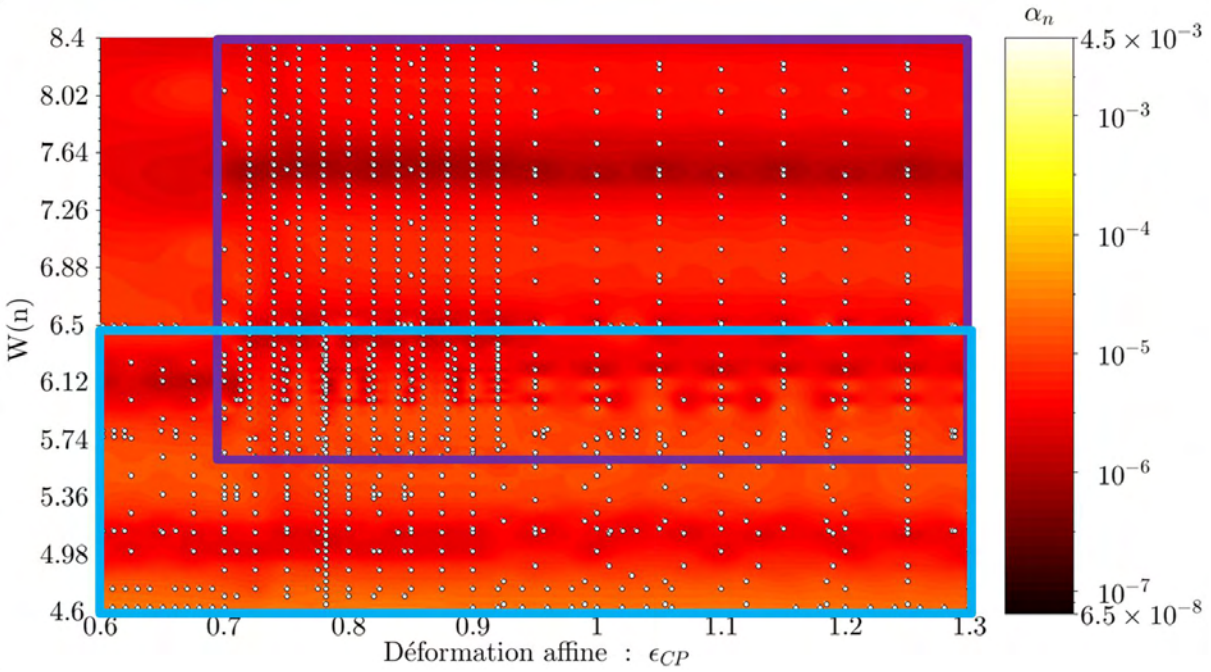


FIGURE 2.41 – Union des cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n pour les guides W5 et W7 en une seule cartographie

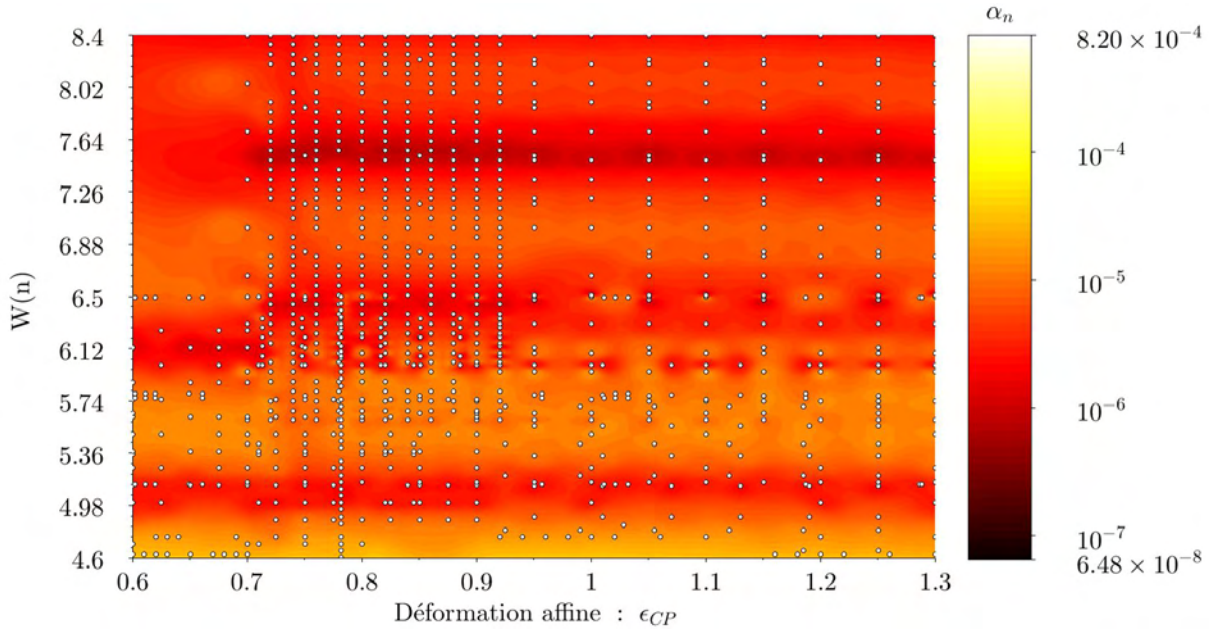


FIGURE 2.42 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n

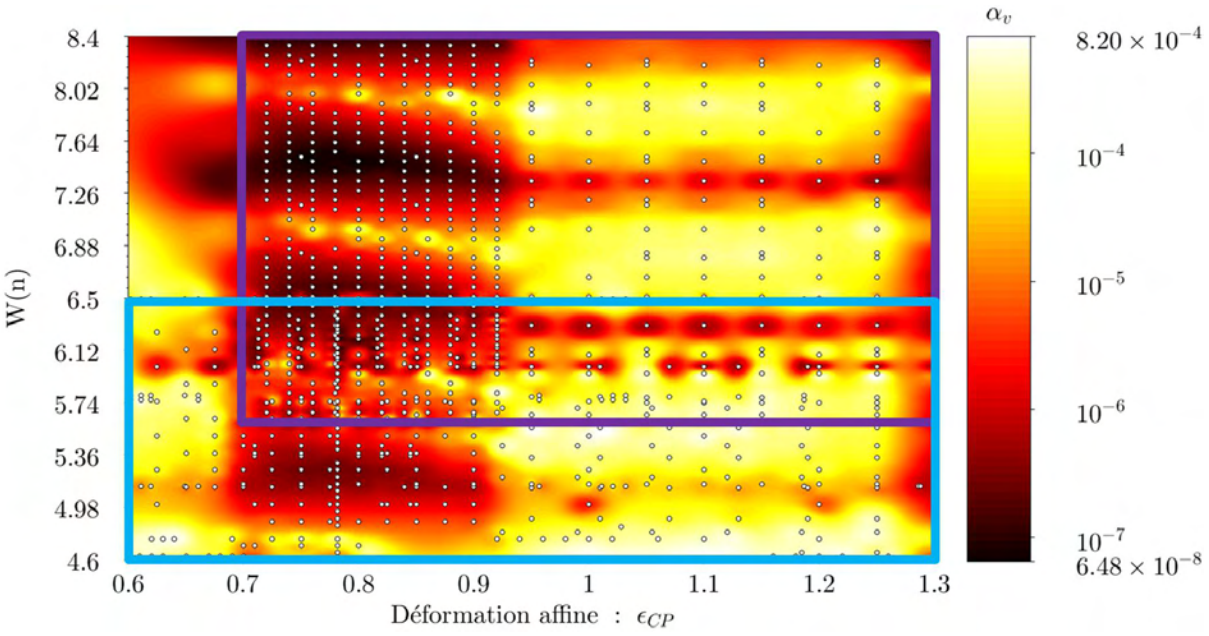


FIGURE 2.43 – Union des cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v pour les guides W5 et W7 en une seule cartographie

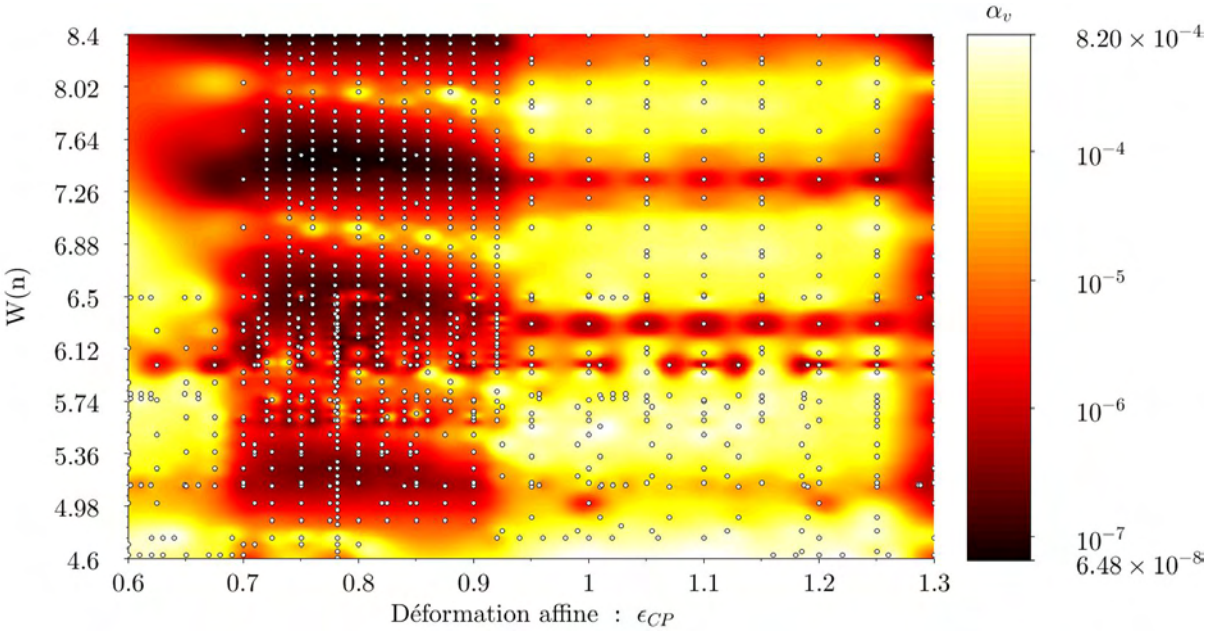


FIGURE 2.44 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v

Lorsqu'on regarde les figures 2.42 page précédente et 2.44, on constate que les pertes des modes n et v varient principalement selon la taille du guide W(n), ou de façon équivalente selon la déformation du guide ϵ_G. Cette variation est périodique. De plus, on remarque que lorsque la taille du guide considérée augmente, les pertes des modes n et v diminuent. Cela est dû à la diminution du recouvrement du champ de ces modes avec les murs de CP. En effet, plus le guide est large, plus le champ des modes n et v est confiné dans le guide, et donc plus la part du champ présent hors du guide, dans la zone de CP, diminue. Comme c'est le recouvrement entre le champ hors du guide et les trous du CP qui va gouverner le niveau de perte, les pertes diminuent avec la taille du guide.
A partir de ces cartographies des pertes des modes n et v, on peut délimiter deux zones d'intérêts de fonctionnement. Zone que l'on détermine comme auparavant selon l'objectif visé, à savoir, soit une zone

de fonctionnement où on favorise l'émission laser, soit une zone où une émission monomode est visée.

2.5.1.2 Détermination de la première zone d'intérêt de fonctionnement

La première zone de fonctionnement que nous déterminons est celle qui répond à l'objectif d'un composant fonctionnel, c'est à dire présentant une émission laser. Cela correspond à une zone où les pertes théoriques d'un des deux modes sont minimales, ce qui induit un seuil laser théorique minimal.

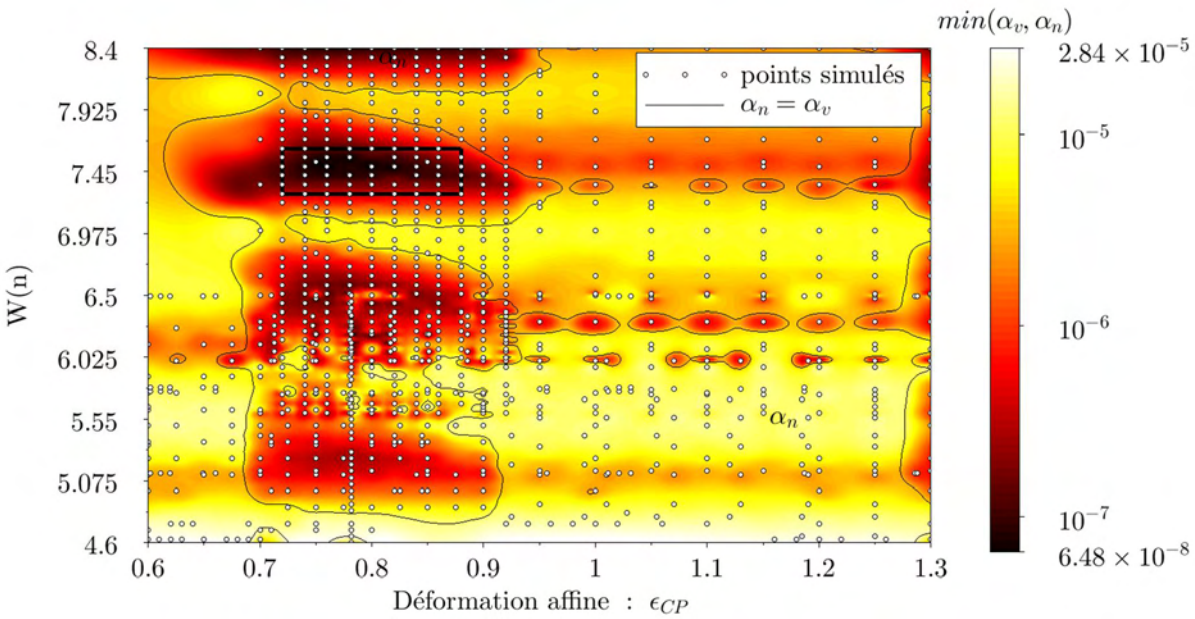


FIGURE 2.45 – Cartographie paramétrique 2D du minimum de perte. Le rectangle noire représente la zone de pertes minimales pour le mode v = première zone d'intérêt

Sur la figure 2.45, on a représenté par un rectangle noir ($\epsilon_{CP} \in [0,72; 0,88]$ et $W(n) \in [7,28; 7,63]$) la zone de pertes minimales pour le mode v, qui correspond donc à la première zone d'intérêt.
On constate que la zone de pertes minimales coïncide de nouveau avec le mode v. Et la largeur de guide correspondant à cette zone est celui d'un guide large.

2.5.1.3 Détermination de la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement

La deuxième zone de fonctionnement que nous voulons déterminer est celle où l'émission monomode est favorisée.
Pour définir cette zone, nous faisons l'hypothèse que quelque soit la taille du guide et la déformation affine ϵ_{CP} considérées, on obtiendra un laser fonctionnel. Et on cherche la zone présentant un maximum de sélectivité, c'est à dire qu'on veut maximiser la différence $|\alpha_v - \alpha_n|$.

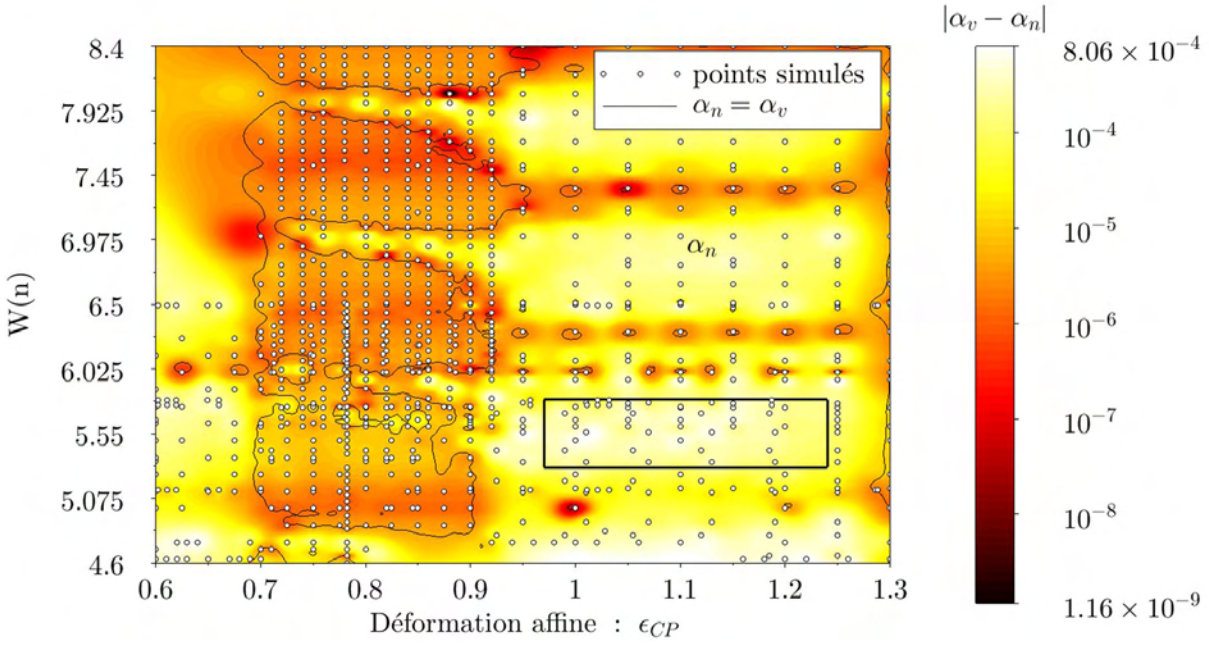


FIGURE 2.46 – Cartographie paramétrique 2D de la différence des pertes entre les modes v et n. Le rectangle noire symbolise la zone de différence de pertes maximale = deuxième zone d'intérêt

D'après la figure 2.46, on constate que la zone de maximum de sélectivité est la même que celle que nous avons déterminé lors de l'étude minutieuse du guide W5. Celle-ci est représenté par un rectangle noir, situé dans la gamme $\epsilon_{CP} \in [0,97; 1,24]$ et $W(n) \in [5,3; 5,8]$.
Cela s'explique par le fait que la discrimination entre les deux modes n et v diminue lorsque le guide s'élargit. En effet, cette discrimination (tant en terme de niveau de pertes que de fréquences) tient à des interactions différentes avec les trous du CP qui bordent le guide. Or lorsque le guide s'élargit, une plus grande partie du champ est confinée dans le guide, que ce soit pour le mode n ou le mode v. Cela tant à diminuer la différence entre ces deux modes.
Ainsi, si on veut maximiser la différence de perte entre les modes n et v, il faut réaliser des guides étroits. Cela confirme que la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, zone où on a le maximum de sélectivité, correspond à un guide étroit et non pas à un guide large.

2.5.1.4 Détermination d'un critère de mérite

Les deux zones de fonctionnement que nous avons déterminées précédemment répondaient chacune à des objectifs particuliers. La première zone d'intérêt de fonctionnement a pour but d'obtenir un composant fonctionnel, sans se soucier du type d'émission laser obtenue. La deuxième zone d'intérêt de fonctionnement vise l'obtention d'une émission monomode en supposant que le laser fonctionne dans cette zone.
Chaque zone de fonctionnement présente des avantages et des inconvénients. Pour la première zone, bien que cette zone favorise une émission laser, nous ne sommes pas sûr d'obtenir une émission monomode. Quant à la deuxième zone, certes c'est dans cette zone qu'on a le plus de chance d'aboutir à un composant monomode, mais rien n'assure qu'il lasera.
Il faudrait déterminer une zone qui réponde à ces deux objectifs.
Pour y parvenir, nous définissons un paramètre qui prend en compte les deux objectifs cités précédemment. Ce paramètre s'écrit :

$$C = \frac{|\alpha_v - \alpha_n|}{min(\alpha_v, \alpha_n)} \tag{2.12}$$

Ce paramètre que nous avons appelé C, constitue ce que nous pouvons appeler un critère de mérite. En effet, on voit que C sera maximal lorsqu'à la fois $|\alpha_v - \alpha_n|$ sera maximum, c'est à dire qu'on maximise les chances d'obtenir un laser monomode, et $\min(\alpha_v, \alpha_n)$ minimum, et donc on favorise l'obtention d'une émission laser du composant.
A partir des cartographies des pertes des modes n et v, nous pouvons en déduire la cartographie de C.

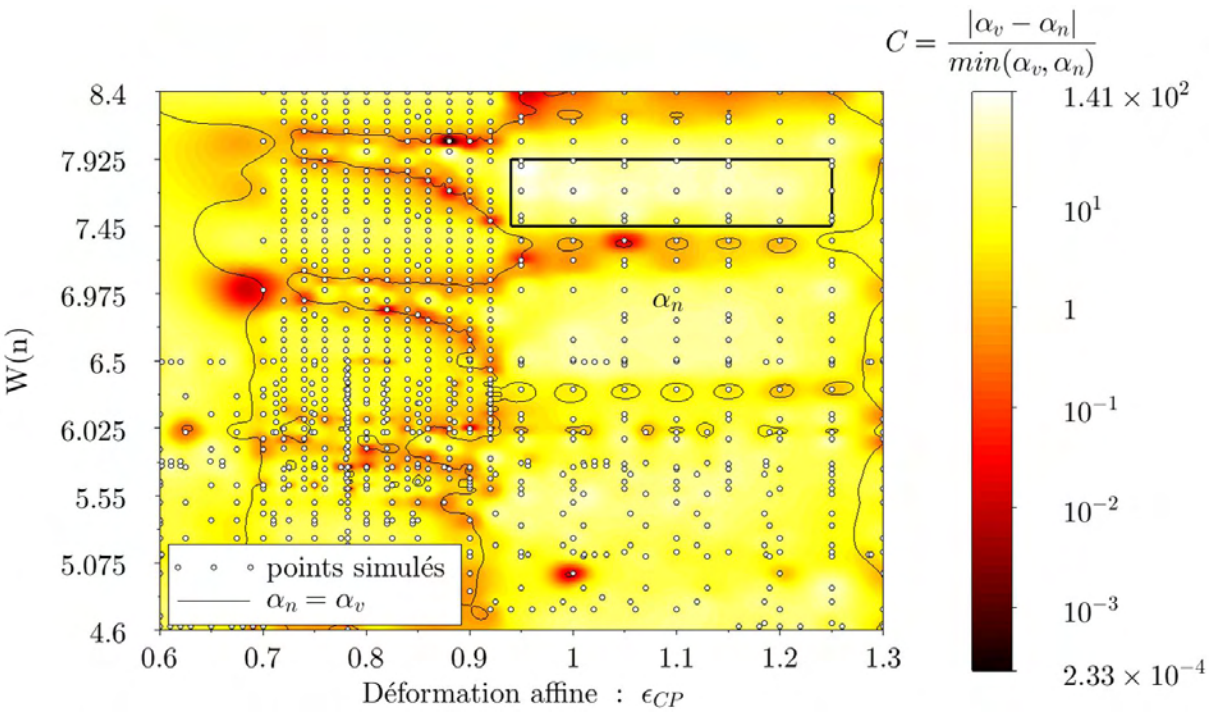


FIGURE 2.47 – Cartographie paramétrique 2D de notre facteur de mérite C. Le rectangle noir représente la zone où C est maximal.

A partir de la cartographie paramétrique 2D du critère de mérite C, nous avons déterminé une zone représentée par un rectangle noir, situé dans la gamme $\epsilon_{CP} \in [0,94; 1,25]$ et $W(n) \in [7,45; 7,925]$, où C est maximum. Si on fabrique un composant avec des paramètres géométriques pris dans cette zone, on devrait pouvoir obtenir un composant présentant une émission laser monomode avec un seuil optimisé.

2.5.2 Réduction de la profondeur des trous

On a vu dans la partie précédente comment réduire les pertes théoriques à l'aide de guide large.
Nous montrons ici comment réduire l'impact des pertes expérimentales. Pour cela, on diminue le recouvrement des modes du guide avec les défauts des trous en réduisant la profondeur de gravure des trous. Ainsi, au lieu de définir des trous sur tout l'empilement de l'hétérostructure, c'est à dire des trous qui traversent la gaine supérieure, la zone cœur et la gaine inférieure, on peut arrêter la gravure des trous avant la zone cœur et ainsi ne graver que la gaine supérieure.
Pour étudier l'impact de la diminution de la profondeur des trous sur le facteur de qualité et donc sur les pertes des modes n et v, nous nous sommes placé dans la cartographie paramétrique 2D du minimum de perte entre les modes n et v pour le guide W5 (figure 2.27 page 53), dans la première zone d'intérêt de fonctionnement, zone où le mode v présente des pertes minimales. Plus précisément, à l'endroit où le mode v présente des pertes les plus basses. Cela se produit pour les paramètres géométriques ϵ_{CP}=0,782 et ϵ_G=1,2408. En ce point particulier, nous avons réalisés des simulations FDTD 3D paramétriques, où nous avons regardé l'évolution du facteur de qualité et donc des pertes des modes n et v en fonction de la profondeur des trous.

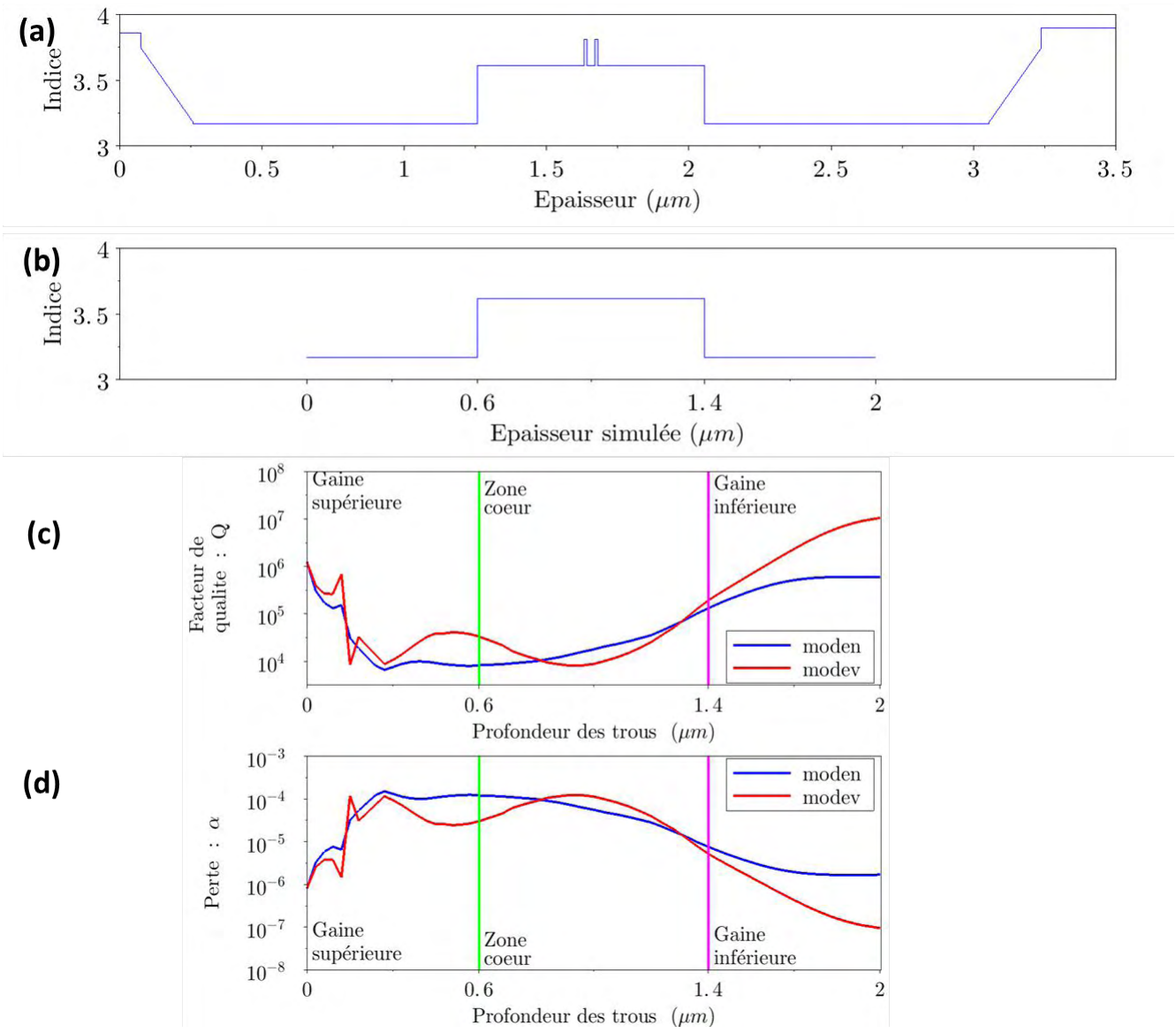


FIGURE 2.48 – (a) : Diagramme d'indice de notre hétérostructure d'étude - (b) : Diagramme d'indice simulée - (c) : Évolution du facteur de qualité des modes n et v en fonction de la profondeur des trous - (d) : Évolution des pertes des modes n et v en fonction de la profondeur des trous

Sur la figure 2.48, en (c) et (d) est représenté l'évolution du facteur de qualité et des pertes des modes n et v en fonction de la profondeur des trous, pour des trous définis dans la structure représentée en (b). Cette structure correspond à l'empilement vertical optimisé, considéré dans nos simulations FDTD 3D. La correspondance entre les trous définis dans l'empilement vertical simulé et l'hétérostructure réelle est le suivant : des trous définis sur tout l'empilement vertical simulé équivalent à des trous réalisés sur toute l'hétérostructure réelle, des trous définis jusqu'à la moitié de la gaine inférieure de l'empilement vertical simulé équivalent à des trous gravés jusqu'à la moitié de la gaine inférieur de l'hétérostructure réelle, des trous définis sur toute la gaine supérieure de l'empilement vertical simulé correspondent à des trous gravés sur toute la gaine supérieure de l'hétérostructure réelle...
On constate que le facteur de qualité des modes n et v est maximum, ou de façon équivalente leurs pertes sont minimales, lorsque les trous sont gravés sur tout l'empilement de l'hétérostructure. Puis, lorsque la profondeur des trous diminue, plus précisément, lorsqu'on passe de trous définis sur les deux gaines et la zone cœur, à des trous juste définis sur la gaine supérieure, le facteur de qualité des deux modes fondamentaux diminue (leurs pertes augmentent). Cela s'explique par la brisure de symétrie des trous par rapport à la zone cœur.

On constate, que pour des trous ayant une profondeur inférieure à l'épaisseur de la gaine supérieure, que le facteur de qualité des modes n et v se met à augmenter. En effet, lorsque les trous sont juste définis dans la gaine supérieure, les trous ne jouent plus le rôle de confiner la lumière, mais ils viennent juste la perturber. Les trous ont alors un comportement analogue à celui des DFB classiques.
On voit sur la figure 2.48 page ci-contre que si on veut diminuer l'impact des pertes expérimentales, en réalisant des trous moins profonds pour réduire le recouvrement des modes du guide avec les défauts des trous, tout en conservant une sélectivité modale, il faut arrêter la gravure des trous à la limite gaine supérieure/zone cœur.

2.5.3 Tranchées à maille carrée

Nous avons vu dans les parties précédentes qu'en réalisant des guides larges, nous pouvions réduire les pertes théoriques des deux modes fondamentaux. Puis nous avons montré comment diminuer l'impact des pertes expérimentales en définissant des trous moins profonds ce qui permet de réduire le recouvrement des modes du guide avec les défauts des trous. Nous proposons ici une structure alternative aux trous répartis selon une maille hexagonale, à savoir des tranchées à maille carrée.
Les structures à base de tranchées à maille carrée ne peuvent pas être envisagées dans le cas de l'approche membrane utilisée par l'équipe dans des études précédentes. Mais elles sont particulièrement adaptées à l'approche substrat. En effet, d'un point de vue réalisation technologique, il est plus facile à taille comparable de réaliser des tranchées que des trous. De plus, les interfaces des tranchées présentent moins de défauts que celles des trous. Les avantages technologiques sont une chose, encore faut il que la structure à tranchées à maille carrée présente les mêmes propriétés théoriques que les structures à base de trous répartis selon une maille hexagonale.
Nous présentons les cartographies paramétriques 2D obtenus pour des tranchées à maille carrée définies selon deux facteurs de remplissage en air. Puis à partir de ses cartographies, nous verrons s'il est possible de définir des zones d'intérêt de fonctionnement.

2.5.3.1 Tranchées étroites à maille carrée

Nous présentons les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v que nous avons réalisées pour la structure constituée de tranchées à maille carrée, avec un facteur de remplissage en air de 28%.
Puis, nous montrons comment nous pouvons comme précédemment déterminer deux zones de fonctionnement.
Et enfin, nous discuterons de la faisabilité technologique d'une telle structure.

2.5.3.1.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes des modes n et v pour des tranchées à maille carrée

Lors du passage de la structure à base de trous répartis selon une maille hexagonale à la structure constituée de tranchées à maille carrée, nous avons gardé les mêmes éléments de base de la cellule de calcul définie précédemment, et nous avons modifié le motif de base du CP, en remplaçant la maille hexagonale de trous par des tranchées à maille carrée.
Une représentation selon le plan horizontal de la structure constituée de tranchées à maille carrée avec un facteur de remplissage en air de 28% est présentée sur la figure 2.49.
La cellule de calcul consiste donc, selon l'axe vertical, en une zone cœur de 798,7 nm d'épaisseur entourée de gaine de 600 nm d'épaisseur. Puis dans le plan horizontal, selon l'axe du guide, on considère une période du cristal, avec un paramètre de maille de 661 nm. On prend comme valeur pour le facteur de remplissage en air la même valeur que celle de la structure à base de trous répartis selon une maille hexagonale, à savoir 28%, cela implique que les tranchées font 100 nm de large. Quant à l'extension des murs de CP, nous avons aussi fixé le nombre de tranchées horizontales à 10. Selon l'axe z et l'axe y, la cellule de calcul est terminée par des couches PML.
Nous définissons comme précédemment un guide W5 en "enlevant" 5 tranchées et nous déformons indépendamment la taille du guide et la maille transverse du CP.

FIGURE 2.49 – Structure à base de tranchées à maille carrée avec un facteur de remplissage en air de 28% (coupe selon le plan horizontal)

Pour réaliser les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, nous avons réalisé des simulations FDTD 3D en répartissant les valeurs prises par les paramètres de déformation affine ϵ_{CP} et de déformation du guide ϵ_G dans un intervalle allant de 0,6 à 1,3 pour ϵ_{CP} et de 0,925 à 1,3 pour ϵ_G. Puis, entre les points simulés, nous avons effectué une interpolation pour compléter les cartographies.

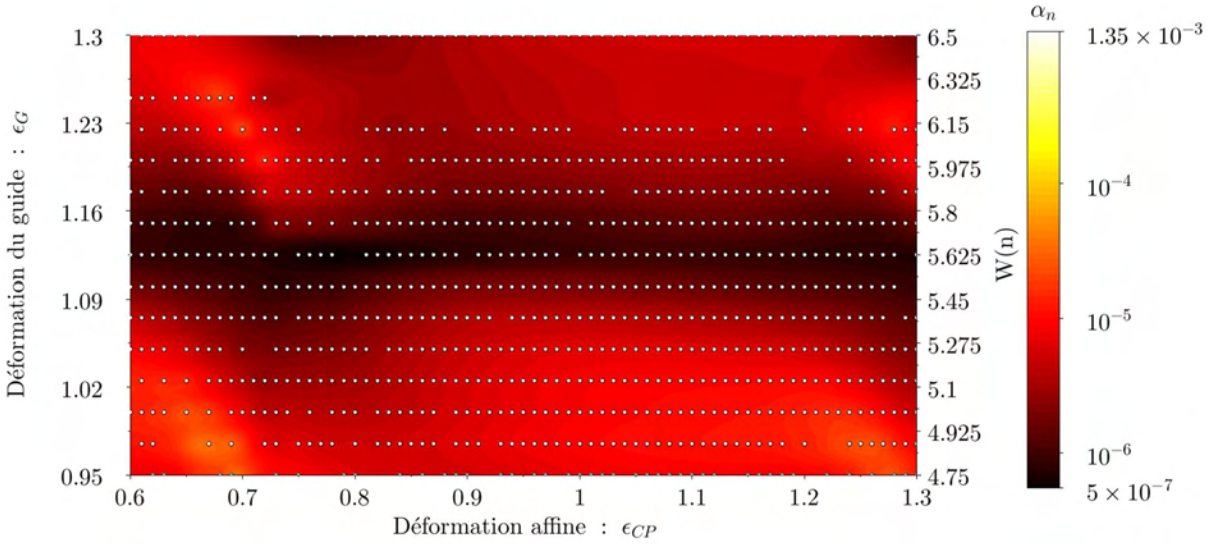


FIGURE 2.50 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n pour un guide W5 à base de tranchées à maille carrée

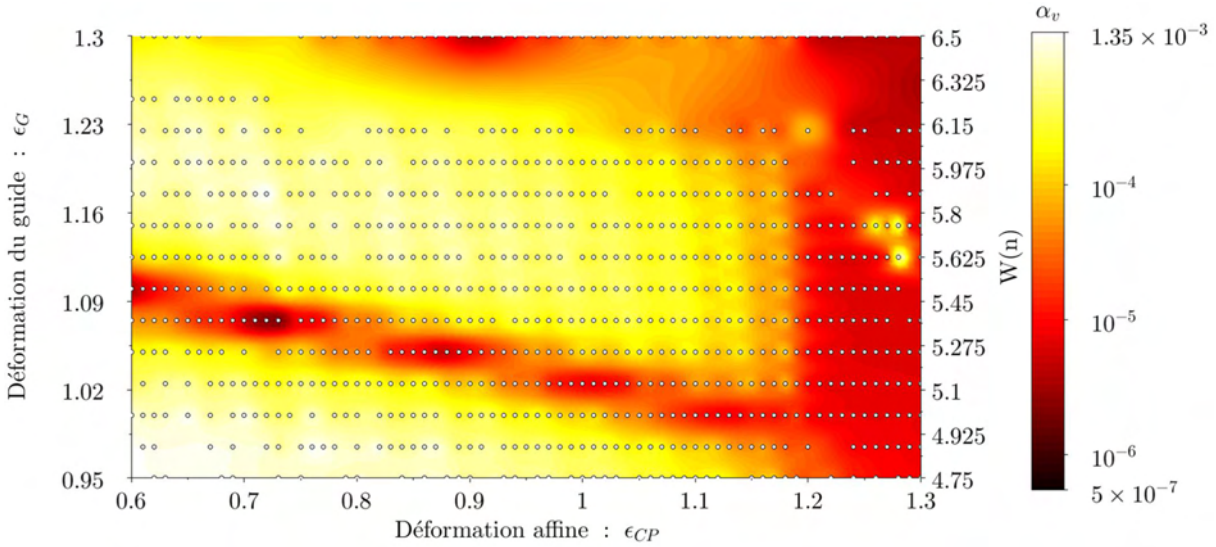


FIGURE 2.51 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v pour un guide W5 à base de tranchées à maille carrée

Lorsqu'on compare pour le mode n, les figures 2.50 et 2.42 page 67 pour des gammes de déformation équivalente, on constate une similitude entre ces deux cartographies. En effet, on voit que le mode n varie principalement selon la déformation du guide ϵ_G. De plus, pour la structure à base de trous, on observe que le mode n présente des pertes minimales pour ϵ_G=1,025 et ϵ_G=1,225, et des pertes maximales pour ϵ_G=1,125. Pour la structure à base de tranchées, c'est l'inverse. Le mode n a des pertes minimales pour ϵ_G=1,125, et des pertes maximales pour ϵ_G=1,025 et ϵ_G=1,225.
Pour le mode v, lorsqu'on compare les figures 2.51 et 2.44 page 68, on constate que ces cartographies ne sont pas comparables et ne présentent aucune similitude. En effet, pour la structure à base de trous, on observe des zones de pertes minimales pour ϵ_G=1 et ϵ_G=1,2, ainsi que pour une bande presque continue

pour $\epsilon_{CP} \in [0,7; 0,9]$. Alors que pour la géométrie à base de tranchées, nous n'avons pas cette forme de structure. En effet, on observe deux zones de pertes minimales. Une première zone continue, selon une diagonale qui part du point (ϵ_G=1,1 ; ϵ_{CP}=0,6) et qui se termine au point (ϵ_G=1 ; ϵ_{CP}=1,2). La deuxième zone est une bande continue pour $\epsilon_{CP} \in [1,2; 1,3]$.
A partir de ces cartographies des pertes des modes n et v, on peut à nouveau délimiter deux zones d'intérêts de fonctionnement : une première zone de fonctionnement où l'on favorise l'émission laser, ou alors une seconde zone où une émission monomode est visée.

2.5.3.1.2 Cartographie du minimum de pertes - Détermination de la première zone d'intérêt

A partir des cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, nous pouvons déterminer la cartographie du minimum de pertes entre les deux modes fondamentaux, ce qui nous permet de trouver la première zone d'intérêt de fonctionnement.

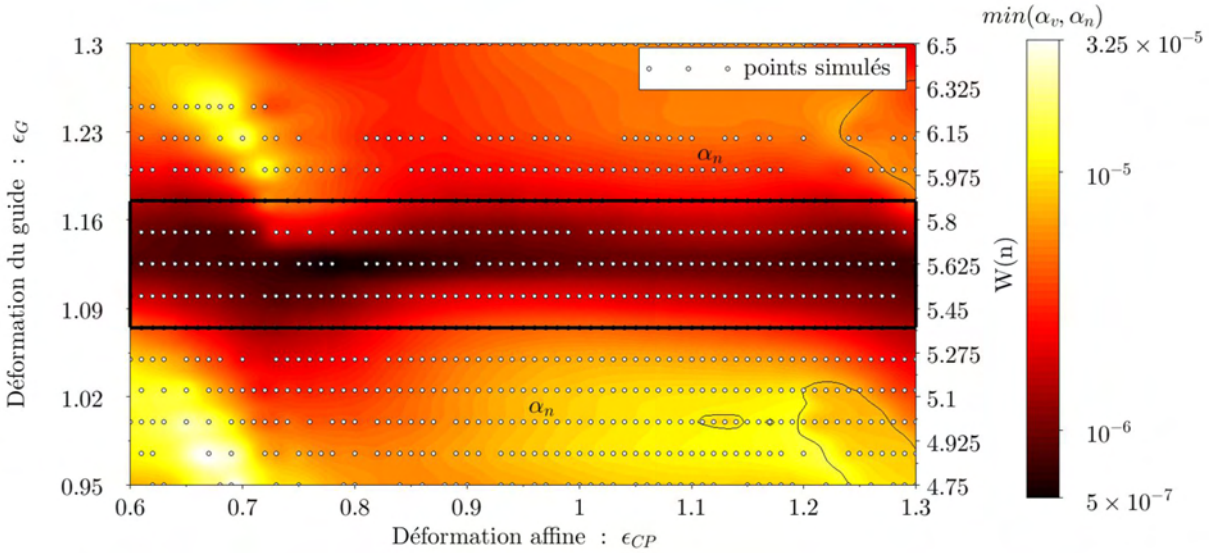


FIGURE 2.52 – Cartographie paramétrique 2D du minimum de perte pour le guide W5 à base de tranchées à maille carrée. Le rectangle noir représente la zone de pertes minimales pour le mode n = première zone de fonctionnement

D'après la figure 2.52 qui représente la cartographie paramétrique 2D du minimum de pertes entre les modes n et v pour le guide W5 à base de tranchées à maille carrée, nous avons repéré une zone, représentée par un rectangle noir ($\epsilon_G \in [1,075; 1,175]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,6; 1,3]$), pour laquelle le mode n présente des pertes minimales. On remarque que cette première zone d'intérêt de fonctionnement est relativement large. En effet, d'après les cartographies des pertes des modes n et v, on voit que le mode n présente des pertes inférieures au mode v sur pratiquement tout l'intervalle de valeurs excursionné pour ϵ_G et ϵ_{CP}.

2.5.3.1.3 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt

Pour déterminer la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, zone favorisant l'obtention d'un laser monomode, nous cherchons comme précédemment la zone qui maximise la différence $|\alpha_v - \alpha_n|$, c'est à dire là où on a le maximum de sélectivité.

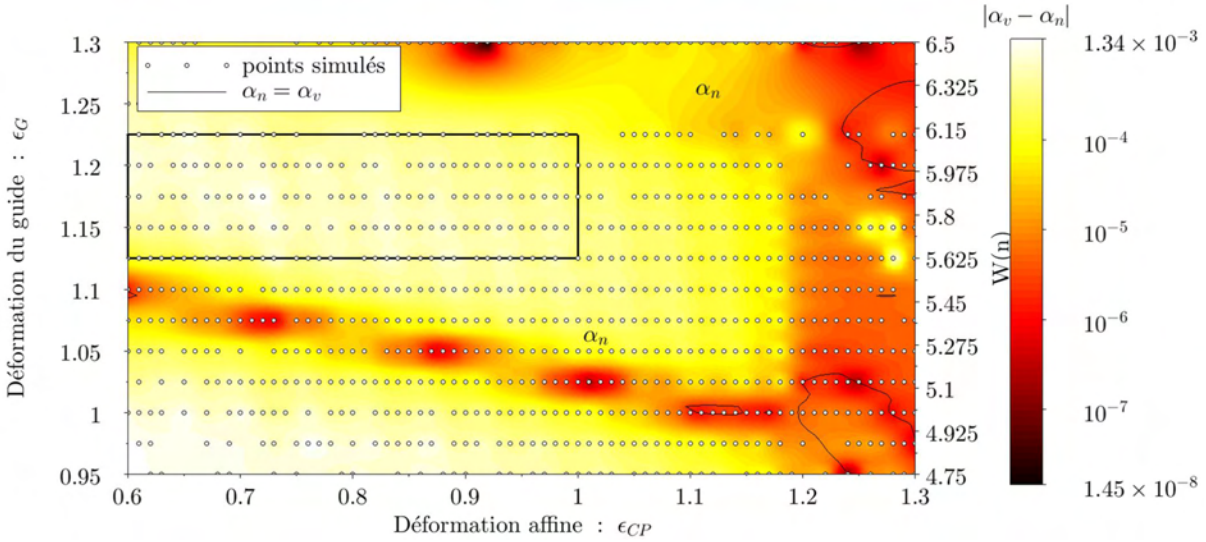


FIGURE 2.53 – Cartographie paramétrique 2D de la différence des pertes pour le guide W5 à base de tranchées à maille carrée

Sur la figure 2.53 est représenté la cartographie paramétrique 2D de la différence des pertes entre les modes v et n pour le guide W5 à base de tranchées à maille carrée, les régions désignées par α_n, correspondent aux zones pour lesquelles $\alpha_n < \alpha_v$.
A partir de la cartographie précédente, nous avons repéré une deuxième zone d'intérêt de fonctionnement, représentée par un rectangle noir ($\epsilon_G \in [1,125; 1,225]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,6; 1]$), pour laquelle la différence entre les pertes du mode n, α_n, et les pertes du mode v, α_v, est maximale. Si on fabrique un composant dans cette zone, on devrait obtenir un laser monomode.

2.5.3.1.4 Faisabilité technologique de la structure à base de tranchées à maille carrée

Nous venons de voir que le guide W5 à base de tranchées à maille carrée présentait des propriétés similaires au guide W5 à trous répartis selon une maille hexagonale.
En plus cette structure a l'avantage technologique de présenter une surface avec moins de défauts que des trous, ce qui induit des pertes expérimentales moindres.
Cependant, on peut s'interroger sur la faisabilité technologique d'une telle structure. En effet, un facteur de remplissage en air de 28% pour une structure à base de tranchées à maille carrée, implique des tranchées de 100 nm de large. Or, il faut réussir à graver ces tranchées de 100 nm de large sur toute la gaine supérieure, soit sur 1000 nm de profondeur, en supposant que ne graver que la gaine supérieure pour des tranchées aura les mêmes conséquences que pour les trous. Graver des tranchées de 100 nm de large sur 1000 nm, équivaut à un facteur de forme de 10. Réussir à atteindre de tel facteur de forme pour des tranchées de 100 nm de large est un défi, que nous n'avons pas réussi à relever.

2.5.3.2 Tranchées larges à maille carrée

Ne pouvant réussir à graver des tranchées de 100 nm de large sur près de 1 µm de profondeur, et ne voulant pas renoncer aux avantages offertes par la structure à base de tranchées à maille carrée, nous avons doublé le facteur de remplissage en air de cette structure pour atteindre la valeur de 56%, pour obtenir des tranchées de 200 nm de large, plus facilement réalisable d'un point de vue technologique.
Comme précédemment, nous présentons les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v. Puis, à partir de ces cartographies nous en déduisons des zones d'intérêt de fonctionnement.

2.5.3.2.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes pour la structure à base de tranchées larges à maille carrée

La cellule de calcul est la même que celle définie précédemment pour la structure à tranchées à maille carrée avec un facteur de remplissage de 28%, mis à part le facteur de remplissage en air dont la valeur a été fixée à 56%.
Nous présentons les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v obtenus en considérant un guide W5 et W7. Du fait de la gamme de valeurs prise par ϵ_G et ϵ_{CP} pour les deux tailles de guides

considérées, nous avons un recouvrement entre les cartographies obtenues pour le guide W5 et pour le guide W7. Nous avons regroupées ces cartographies en une seule cartographie pour chaque mode.

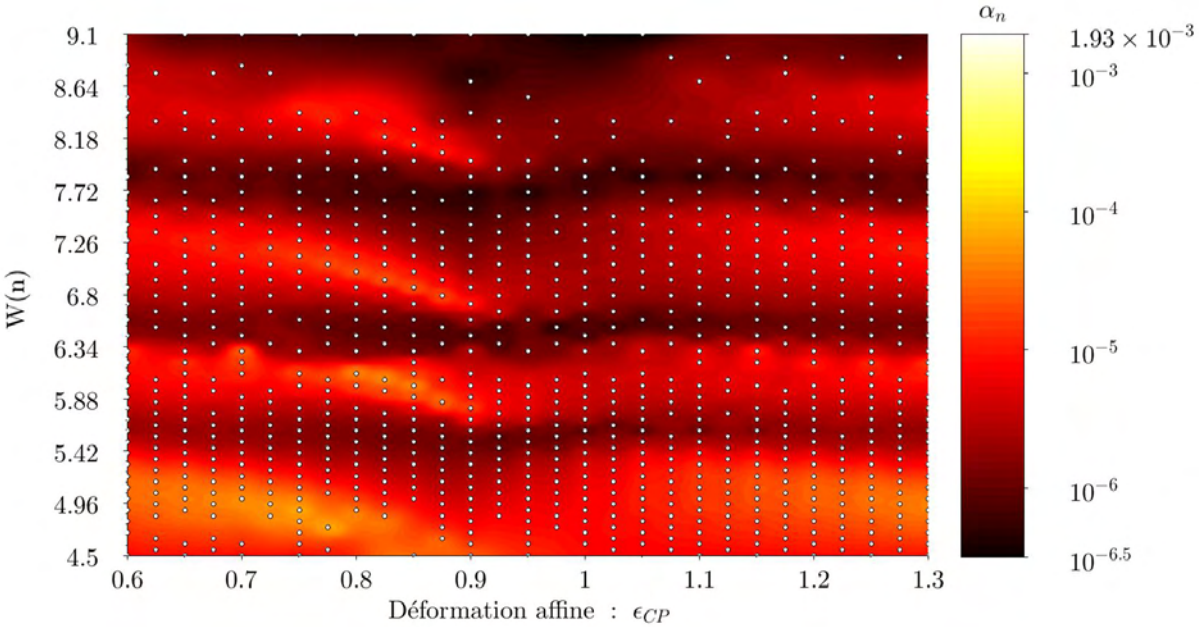


FIGURE 2.54 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n

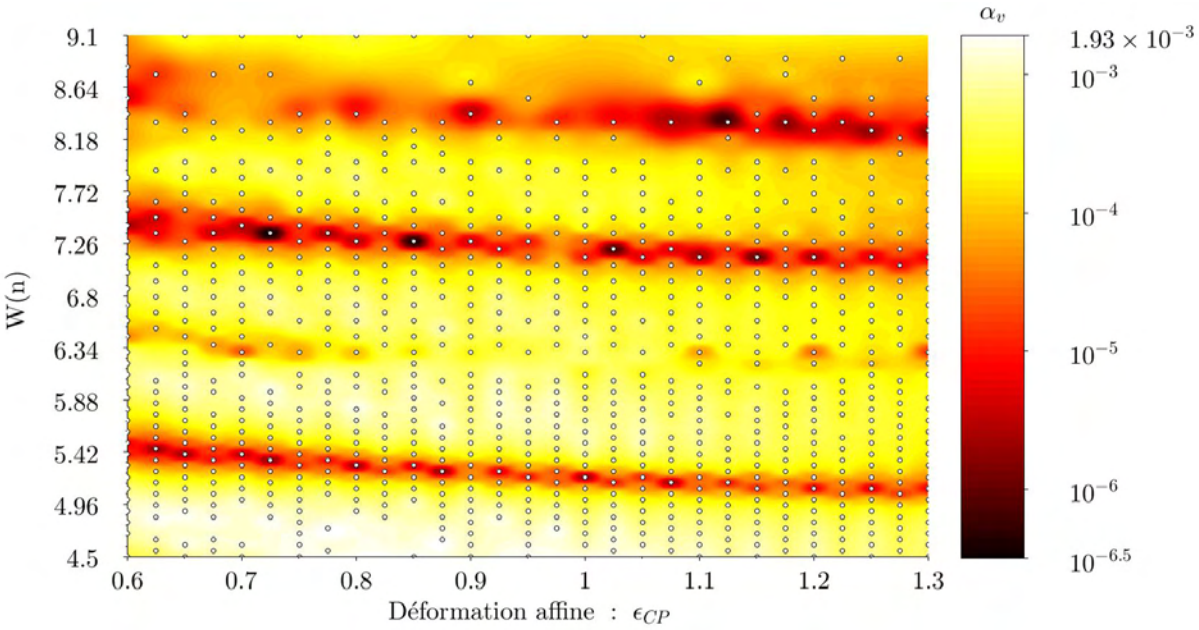


FIGURE 2.55 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v

Lorsqu'on regarde la figure 2.55, on constate que les pertes du mode v varient principalement selon la taille du guide. Cette variation est périodique. Nous pouvons faire la même analyse pour le mode n d'après la figure 2.54.
De plus, on observe aussi pour ce type de structure que lorsque la taille du guide augmente, les pertes des modes n et v diminuent. On note aussi que pour cette structure, c'est le mode n qui présente les pertes les plus faibles, et non le mode v.
A partir de ces cartographies des pertes des modes n et v, on peut délimiter comme précédemment deux

zones d'intérêts de fonctionnement.

2.5.3.2.2 Première zone d'intérêt de fonctionnement pour la structure à base de tranchées larges à maille carrée

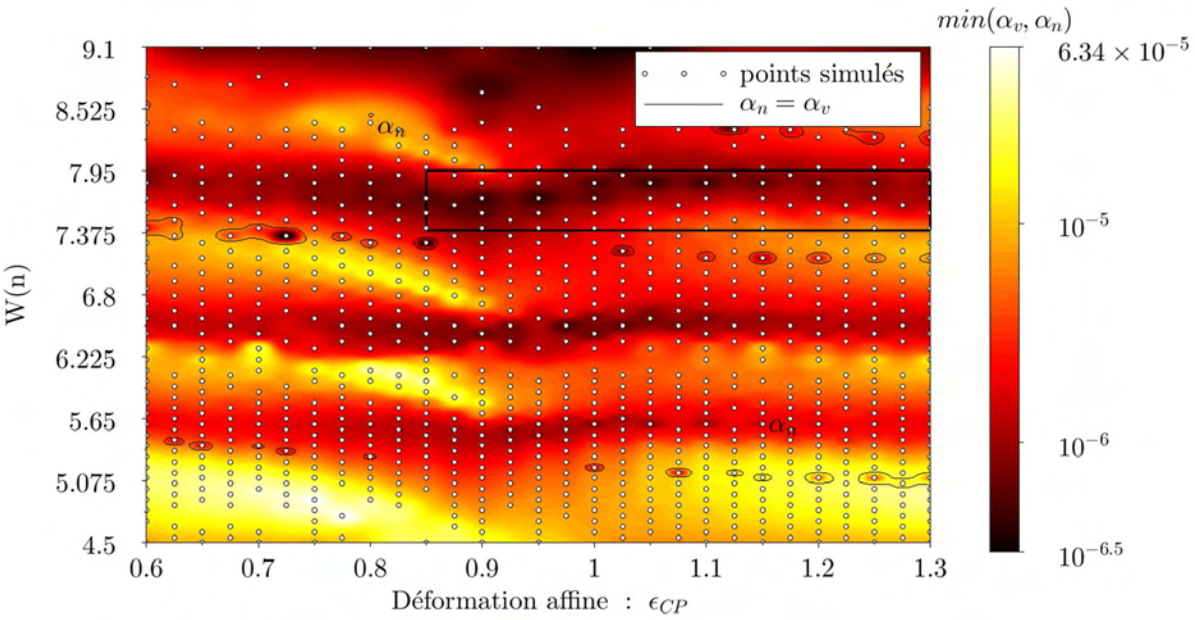


FIGURE 2.56 – Cartographie paramétrique 2D du minimum de perte

Comme précédemment, la première zone de fonctionnement que nous déterminons est celle qui permet d'obtenir un composant fonctionnel. On a vu que cela correspondait à une zone où les pertes théoriques d'un des deux modes étaient minimales.
Sur la figure 2.56, est représenté par un rectangle noir ($W(n) \in [7,4; 7,95]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,85; 1,3]$) la première zone d'intérêt de fonctionnement. On constate que cette zone apparaît bien pour un guide large, et comme on pouvait s'y attendre c'est le mode n qui présente des pertes minimales. On note que sur pratiquement toute l'étendue de la cartographie, c'est le mode n qui présente les pertes les plus faibles par rapport au mode v.

2.5.3.2.3 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement pour les tranchées larges à maille carrée

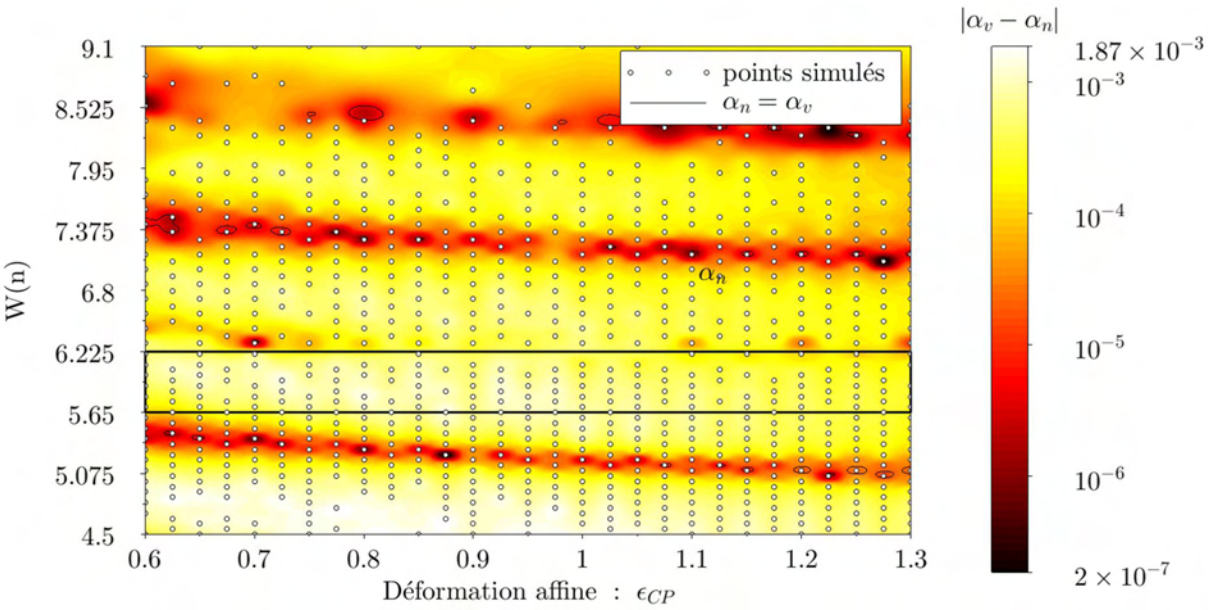


FIGURE 2.57 – Cartographie paramétrique de la différence des pertes entre les modes v et n

On constate sur la figure 2.57, que la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement (représentée par un rectangle noir : $W(n) \in [5,65; 6,225]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,6; 1,3]$), zone qui maximise la différence $|\alpha_v - \alpha_n|$, apparaît pour un guide étroit, comme c'était le cas pour la structure à trous répartis selon une maille hexagonale. En effet, comme nous avons pu le voir, plus le guide est large, plus les pertes des modes n et v diminuent, ainsi que l'écart entre ces pertes.

2.5.3.2.4 Détermination de la zone d'intérêt de fonctionnement associé au facteur de mérite C pour les tranchées larges à maille carrée

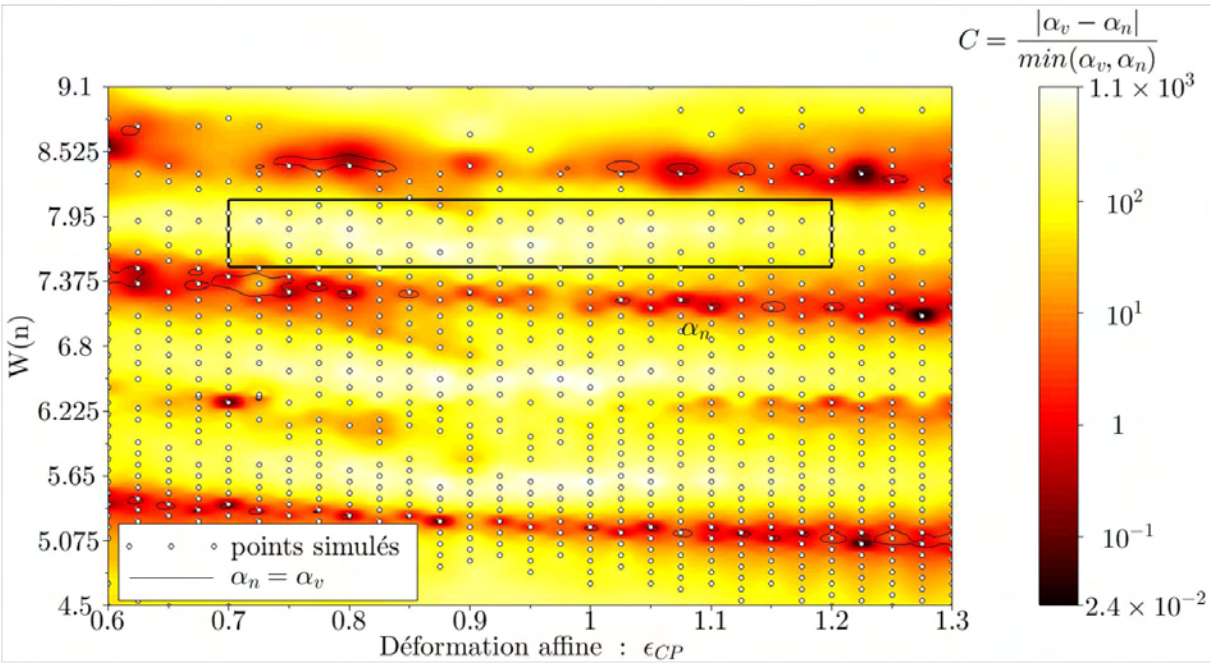


FIGURE 2.58 – Cartographie paramétrique du critère de mérite

A partir de l'expression du critère de mérite que nous avons défini précédemment, on peut lui associer

une cartographie paramétrique et ainsi déterminer une troisième zone de fonctionnement, représentée sur la figure 2.58 page précédente par un rectangle noir ($W(n) \in [7,4; 7,95]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,7; 1,2]$).
Cette zone d'intérêt de fonctionnement, combine comme nous l'avons vu les deux critères recherchés, et correspond donc à la zone où on devrait à la fois avoir un composant qui lase et qui soit monomode.

2.5.4 Tranchées à maille hexagonale

Dans la partie précédente, nous avons présenté une structure alternative aux trous répartis selon une maille hexagonale, à savoir des tranchées à maille carrée.
Nous présentons ici une structure se basant aussi sur des tranchées, mais de géométrie différente, à savoir des tranchées à maille hexagonale.
Nous présentons les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v. Puis, à partir de ces cartographies nous en déduisons des zones d'intérêt de fonctionnement.

2.5.4.1 Cartographie paramétriques 2D des pertes des modes n et v pour des tranchées à maille hexagonale

Nous avons utilisé la même cellule de calcul que celle de la structure constituée de tranchées à maille carrée. Nous avons modifié le motif de base du CP, en remplaçant les tranchées à maille carrée, par des tranchées à maille hexagonale.
Une représentation selon le plan horizontal de la structure constituée de tranchées à maille hexagonale avec un facteur de remplissage en air de 52% est présentée sur la figure 2.59.
La cellule de calcul consiste donc, selon l'axe vertical, en une zone cœur de 798,7 nm d'épaisseur entourée de gaine de 600 nm d'épaisseur. Puis dans le plan horizontal, selon l'axe du guide, on considère une période du cristal, avec un paramètre de maille de 663 nm. On considère un facteur de remplissage en air de 52%, cela implique que les tranchées font 200 nm de large. Quant à l'extension des murs de CP, nous avons aussi fixé le nombre de tranchées horizontales à 10. selon l'axe z et l'axe y, la cellule de calcul est terminée par des couches PML.
Nous définissons comme précédemment un guide W5 en "enlevant" 5 tranchées et nous déformons indépendamment la taille du guide et la maille transverse du CP.

FIGURE 2.59 – Structure à base de tranchées à maille carrée avec un facteur de remplissage en air de 28% (coupe selon le plan horizontal)

Pour réaliser les cartographies paramétriques 2D des pertes des modes n et v, nous avons réalisé des simulations FDTD 3D en répartissant les valeurs prises par les paramètres de déformation affine ϵ_{CP} et de déformation du guide ϵ_G dans un intervalle allant de 0,6 à 1,3 pour ϵ_{CP} et de 0,92 à 1,21 pour ϵ_G. Puis, entre les points simulés, nous avons effectué une interpolation pour compléter les cartographies.

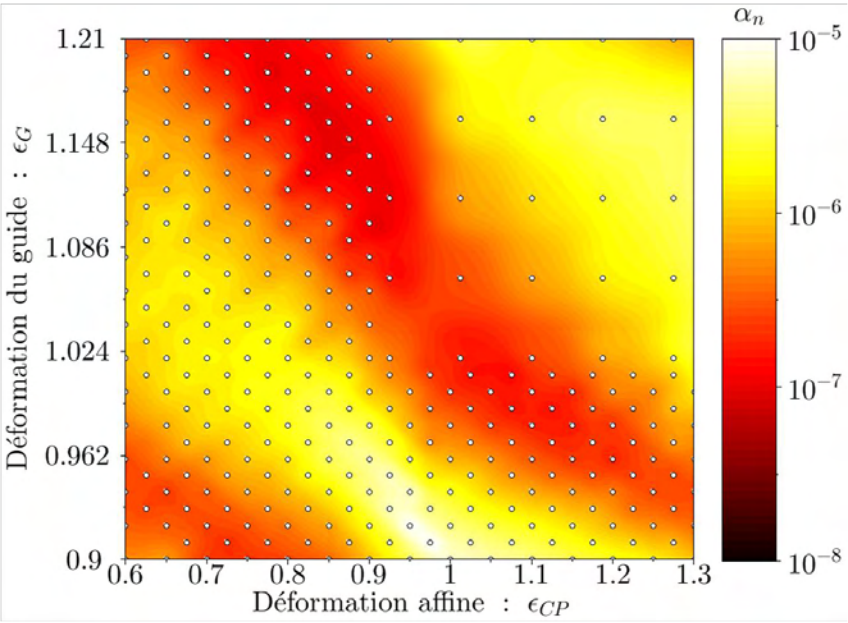


FIGURE 2.60 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode n pour un guide W5 à base de tranchées à maille hexagonale

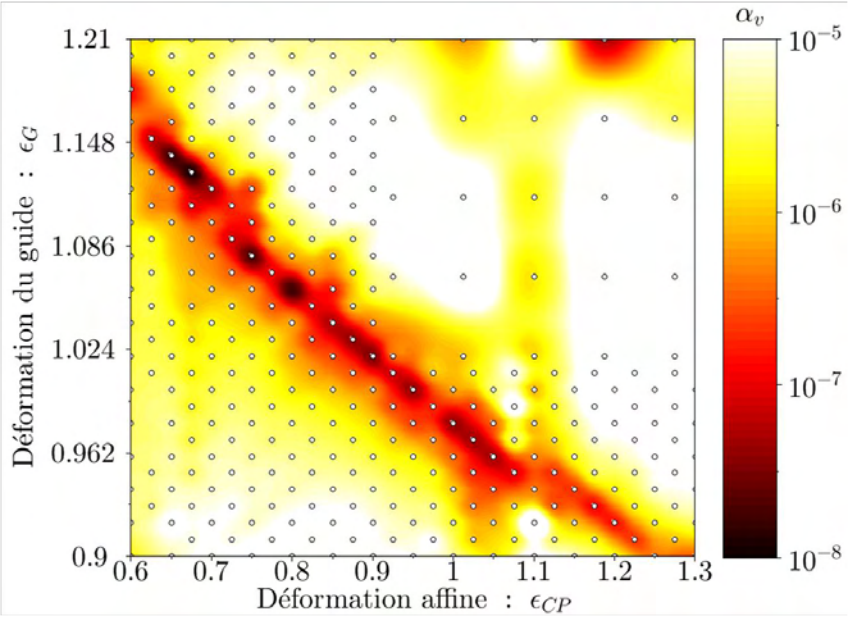


FIGURE 2.61 – Cartographie paramétrique 2D des pertes du mode v pour un guide W5 à base de tranchées à maille hexagonale

Lorsqu'on regarde la figure 2.60, on observe une zone large de pertes minimales pour le mode n qui se répartit selon une diagonale allant du point (ϵ_G=1,21 ; ϵ_{CP}=0,6) au point (ϵ_G=0,9 ; ϵ_{CP}=1,3). De part et d'autre de cette zone de pertes minimales, on a deux zones de fortes pertes.
Pour le mode v, on voit sur la figure 2.61, qu'on a le même type de structure. A savoir une zone, cette fois étroite, de pertes minimales qui se répartit selon une diagonale allant du point (ϵ_G=1,18 ; ϵ_{CP}=0,6) au point (ϵ_G=0,9 ; ϵ_{CP}=1,25). De part et d'autre de cette zone de pertes minimales, on a deux zones larges de fortes pertes. On constate aussi que les variations de α_v sont beaucoup plus importantes que les variations de α_n.
A partir de ses cartographies des pertes des modes n et v, on peut à nouveau délimiter deux zones

d'intérêts de fonctionnement : une première zone de fonctionnement où on favorise l'émission laser, ou alors une seconde zone où une émission monomode est visée.

2.5.4.2 Première zone d'intérêt de fonctionnement pour la structure à base de tranchées à maille hexagonale

2.5.4.2.1 Cartographie du minimum de perte - Détermination de la première zone d'intérêt

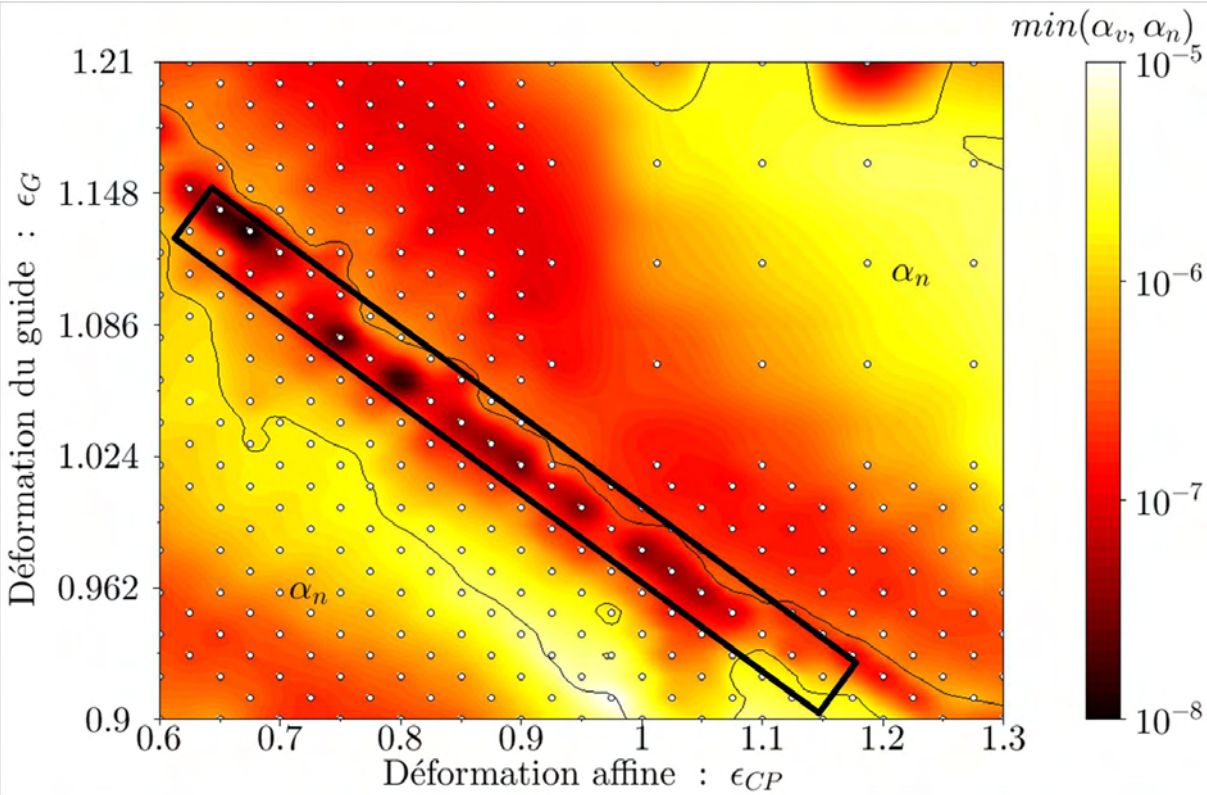


FIGURE 2.62 – Cartographie paramétrique 2D du minimum de perte

Comme précédemment, la première zone de fonctionnement que nous déterminons est celle qui permet d'obtenir un composant fonctionnel. On a vu que cela correspondait à une zone où les pertes théoriques d'un des deux modes étaient minimales.
Sur la figure 2.62, un rectangle noir représente la première zone d'intérêt de fonctionnement. On constate que cette première zone de fonctionnement est étroite, et coïncide avec la zone où le mode v présente des pertes minimales. Cette zone se répartit donc aussi selon une diagonale allant du point (ϵ_G=1,18 ; ϵ_{CP}=0,6) au point (ϵ_G=0,9 ; ϵ_{CP}=1,25).

2.5.4.2.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la première zone de fonctionnement

La figure 2.63 page suivante représente la longueur d'onde d'émission du mode v, qui est celui de plus faible perte dans la zone de fonctionnement identifiée.

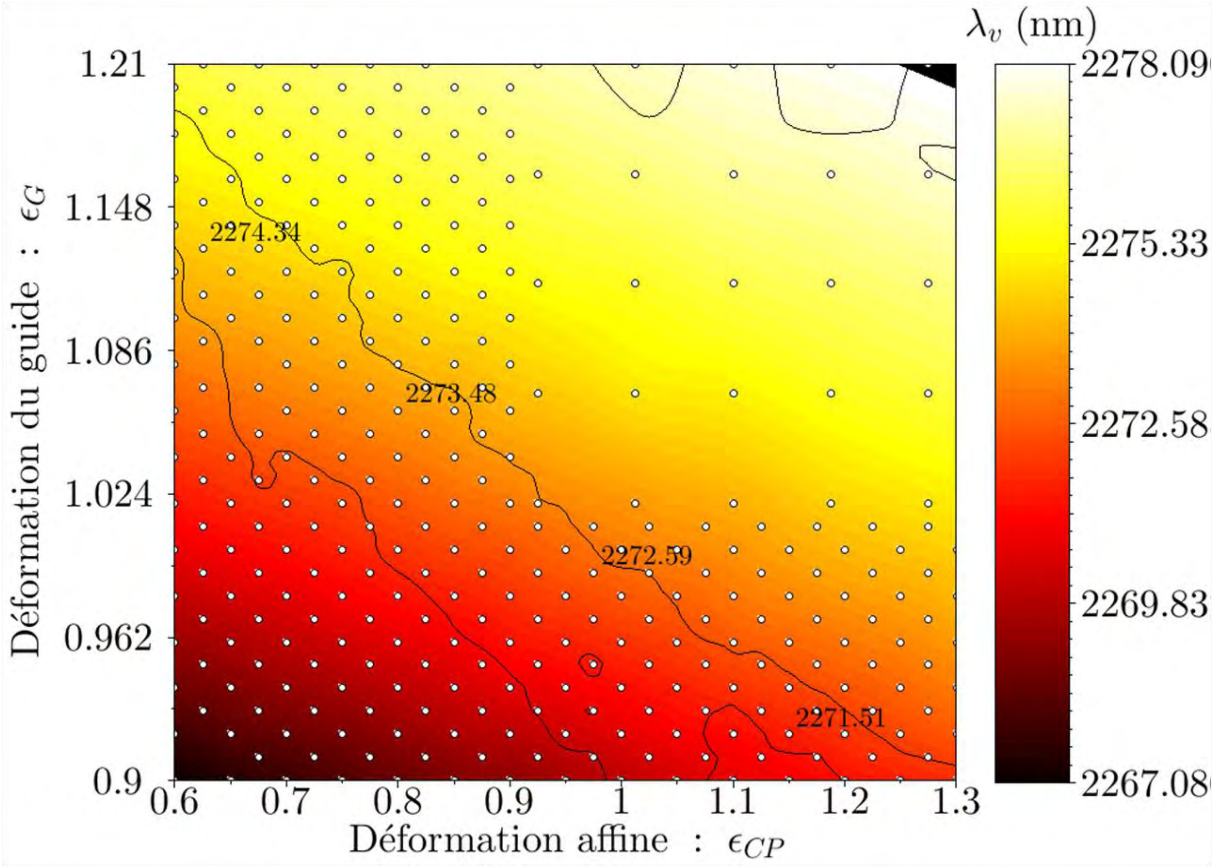


FIGURE 2.63 – Cartographie paramétrique 2D de la longueur d'onde d'émission du mode v λ_v

Sur la figure 2.63, on peut observer la variation de λ_v dans la première zone de fonctionnement. On constate que λ_v varie sur près de 3 nm dans cette zone, qui est une variation plus importante que celle observé pour le mode v pour la structure à trous répartis selon une maille hexagonale, et qui était de 1 nm dans la première zone d'intérêt. Ainsi, on voit qu'il faudra réussir à accorder thermiquement ou par le courant d'injection chaque barrette laser sur 4 nm avec cette géométrie.

2.5.4.3 Deuxième zone d'intérêt de fonctionnement pour les tranchées à maille hexagonale

2.5.4.3.1 Cartographie de la différence des pertes - Détermination de la deuxième zone d'intérêt

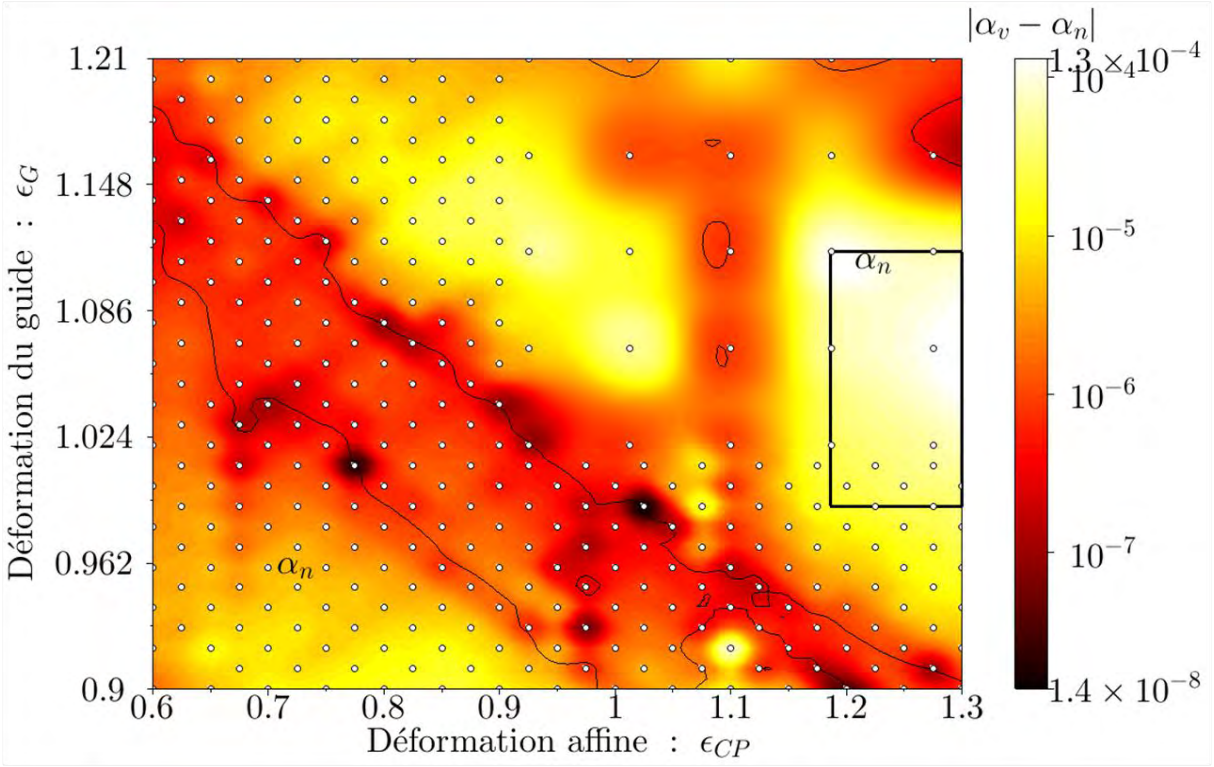


FIGURE 2.64 – Cartographie paramétrique de la différence des pertes entre les modes v et n

Sur la figure 2.64, on a représenté la deuxième zone d'intérêt de fonctionnement par un rectangle noir : $\epsilon_G \in [0,815; 0,96]$ et $\epsilon_{CP} \in [1,11; 1,162]$). C'est la zone qui maximise la différence $|\alpha_v - \alpha_n|$.

2.5.4.3.2 Cartographie de la longueur d'onde d'émission dans la deuxième zone de fonctionnement

La figure 2.63 page précédente représente la longueur d'onde d'émission du mode v, qui est celui de plus faible perte dans la zone de fonctionnement identifiée.

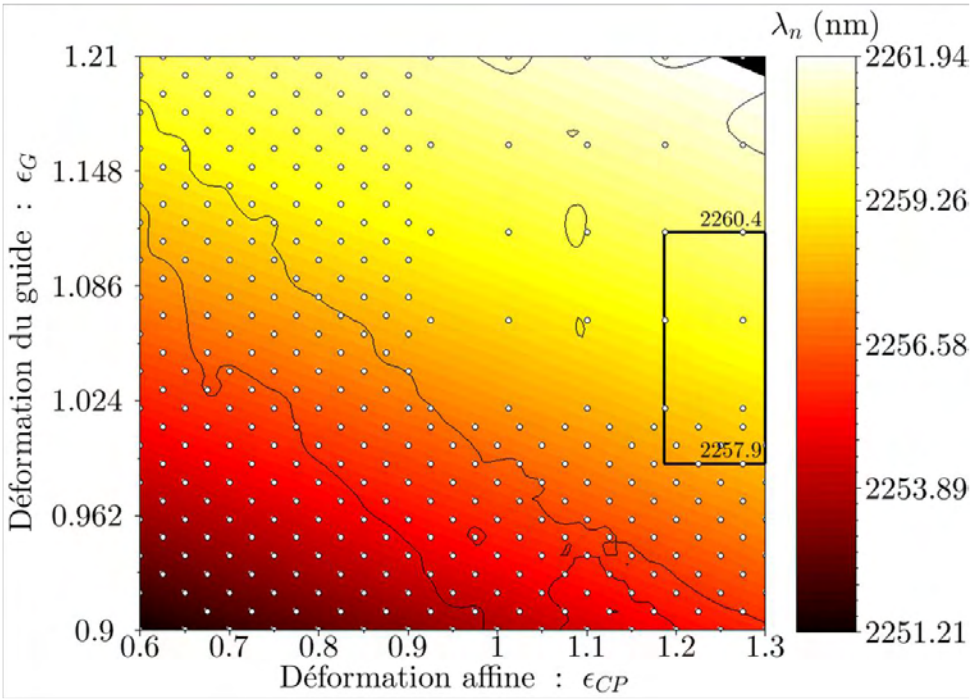


FIGURE 2.65 – Cartographie paramétrique 2D de la longueur d'onde d'émission du mode n λ_n

Sur la figure 2.65, on peut observer la variation de λ_n dans la deuxième zone de fonctionnement. Comme pour la variation de λ_v dans la première zone de fonctionnement, on constate que λ_n varie de façon importante dans la deuxième zone d'intérêt. En effet, λ_n varie sur près de 2,5 nm.

2.5.4.4 Détermination de la zone d'intérêt de fonctionnement associé au facteur de mérite C pour les tranchées à maille hexagonale

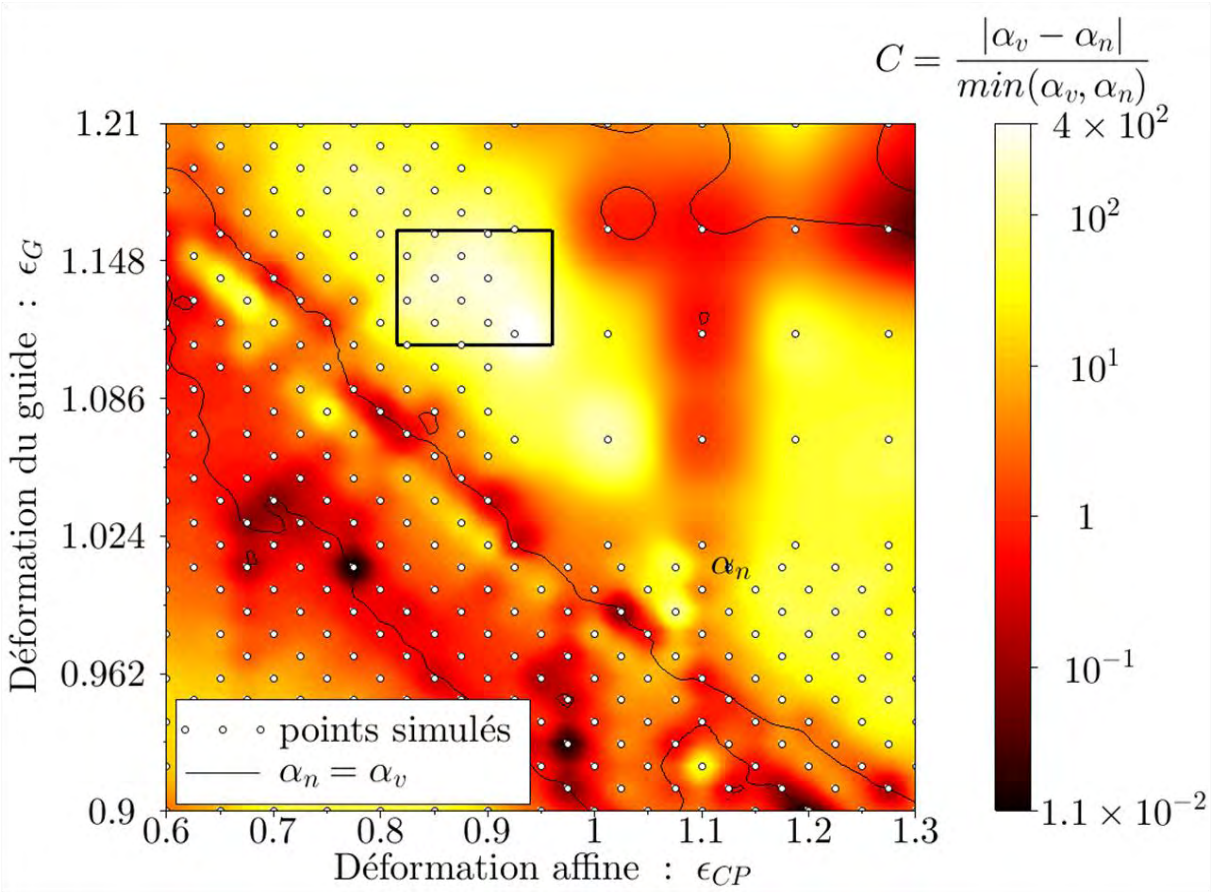


FIGURE 2.66 – Cartographie paramétrique du critère de mérite

A partir de l'expression du critère de mérite que nous avons défini précédemment, on peut lui associer une cartographie paramétrique et ainsi déterminer une troisième zone de fonctionnement, représentée sur la figure 2.66 par un rectangle noir ($\epsilon_G \in [1,11; 1,162]$ et $\epsilon_{CP} \in [0,83; 0,96]$).
Cette zone d'intérêt de fonctionnement, combine comme nous l'avons vu les deux critères recherchés, et correspond donc à la zone où on devrait à la fois avoir un composant qui lase et qui soit monomode.

2.6 Conclusion

Cette étude théorique a permis de faire un tour d'horizon des différentes géométries de guide à défaut photoniques que nous pouvons exploiter pour réaliser des barrettes de laser tout CP, désaccordés en longueur d'onde d'émission et émettant dans le moyen infrarouge. Nous avons en particulier étudié les possibilités d'accord offertes par la méthode de double déformation du CP et du guide à défaut. L'objectif, rappelons-le, est d'obtenir pour toute une gamme de paramètres de déformation géométrique, un guide à même d'assurer une émission laser mono-mode dont la longueur d'onde dépend des paramètres géométriques.

La principale difficulté de cette étude et la nouveauté par rapport aux études précédentes menées au sein de l'équipe Photonique résident dans l'utilisation de guides larges en approche substrat. Contrairement aux guides étroits en approche membrane, ceux-ci sont peu confinants et peu discriminants. Les modes qu'ils contiennent sont ainsi plus difficiles à discriminer à la fois spectralement et spatialement et s'étendent sur de grandes distances hors du guide à la fois verticalement et transversalement. Il a donc été nécessaire de mener une optimisation de la géométrie de la cellule de calcul afin de contenir le volume et le temps de calcul dans des limites raisonnables. De même, nous avons amélioré la sélectivité modale, tant aux niveaux des sources d'excitation que des méthode d'extraction d'harmonique inverse afin de mesurer précisément les pertes et la sélectivité modale dans ces différentes structures.

Structure	Dimension		Première zone d'intérêt = minimum de pertes	Deuxième zone d'intérêt = différence de pertes maximale	Troisième zone d'intérêt = C maximale
	Période (nm)	Diamètres trous / Largeur tranchées (nm)			
Guide W5 avec des trous répartis selon une maille hexagonale	661	370	10^{-7}	10^{-4}	/
Guide W5 avec des trous répartis selon une maille hexagonale, gravure peu profonde	661	370	$10^{-4,5}$	/	/
Guide W5-W7 avec des trous répartis selon une maille hexagonale	661	370	10^{-8}	10^{-4}	10^{2}
Guide W5 avec des tranchées étroites à maille carrée	661	100	10^{-7}	10^{-3}	/
Guide W5 avec des tranchées larges à maille carrée	661	200	$10^{-6,5}$	10^{-3}	10^{3}
Guide W5 avec des tranchées larges à maille hexagonale	663	200	10^{-8}	10^{-4}	10^{2}

Table 2.1 – Tableau récapitulatif des différentes structures envisagées

En termes de structures étudiées, l'approche substrat nous a permis d'envisager des géométries nouvelles, irréalisables sur membrane pour des raisons de tenue mécanique. Nous avons ainsi pu comparer la géométrie "historique" de cristal photonique de trous en maille hexagonale à différentes géométries reposant sur des tranchées.

Le tableau 2.1 résume les principaux résultats obtenus pour les différentes géométries. Il ressort de

cette étude que pour l'ensemble des géométries envisagées nous sommes en mesure de définir des zones d'intérêt dans lesquelles l'émission laser peut être favorisée, soit en réduisant les pertes, soit en maximisant la sélectivité ou bien encore en combinant la réduction des pertes et la sélectivité spectrale. En l'absence d'estimation des pertes expérimentales qui viendront s'ajouter aux pertes théoriques calculées ici, il est difficile de trancher quant à l'approche la plus pertinente. Nous pouvons cependant conclure que toutes ces géométries offrent des possibilités, plus ou moins grandes selon le critère retenu. Ainsi, les guides larges W7 à trous sur maille hexagonale ou les guides W5 à tranchées hexagonales offrent des pertes théoriques minimales très faibles et sont donc potentiellement de bons candidats pour l'obtention d'un seuil laser faible. La sélectivité spectrale dans ces structures est toutefois limitée. En particulier, pour les guides W7, une bonne sélectivité n'est obtenue que pour une zone où la déformation du guide est telle que l'on se retrouve à considérer un guide étroit W5.

En terme de sélectivité, les guides plus étroits à base de trous semblent plus prometteurs.

Pour nos études technologiques que nous avons menées en parallèle, nous nous sommes concentrés essentiellement sur les géométries de guides W5 à base de trous sur maille hexagonale. En effet, d'un point de vue technologique, cette géométrie est celle sur laquelle nous avons le plus d'expérience, les procédés technologiques développés par le passé au sein de l'équipe étant optimisés pour ce type de motif. Cependant, il sera sûrement pertinent à l'avenir d'adapter les procédés actuels pour la gravure de géométries à base de tranchées, celles-ci semblant à même d'offrir des performances théoriques tout fait intéressant et étant potentiellement plus simples à réaliser.

Chapitre 3

Développement d'un procédé de fabrication de diodes laser tout cristal photonique

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons la fabrication de diodes laser entièrement définie par cristaux photoniques 2D.
Avant de pouvoir réaliser notre composant, nous avons cherché à optimiser un procédé de gravure profonde développé par A. Larrue et S. Moumdji. Je présente dans un premier temps l'état de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D sur GaAs et GaSb par réacteur ICP (Inductively Coupled Plasma ou Plasma à Couplage Inductif) ou CCP (Capacitively Coupled Plasma ou Plasma à Couplage Capacitif). Nous avons restreint cet état de l'art à ce type de réacteurs car seule la gravure sèche est susceptible de permettre d'obtenir des facteurs de forme aussi extrêmes que ceux visés ici.
Une fois déterminé, grâce à l'état de l'art que nous avons présenté, le masque à adopter ainsi qu'un procédé de départ pour mener notre mise au point d'un procédé de gravure profonde, nous présentons les études que nous avons menées. Après avoir présenté le bâti de gravure présent au LAAS, nous montrons l'optimisation du procédé de gravure que nous avons réalisé. Pour cela, nous avons identifié plusieurs paramètres pertinents de gravure, à savoir : la puissance ICP, les gaz devant constituer le plasma et leurs quantités, et la pression, et nous avons étudié l'impact de ces paramètres sur le facteur de forme et le profils des trous formant les cristaux photoniques 2D. Dans un premier temps, nous voyons l'impact de la puissance ICP. Puis une fois déterminée la puissance ICP adéquate, nous étudions l'impact de l'ajout d'argon dans notre procédé de départ. Après, nous déterminons le ratio Cl_2/N_2 optimal. Et enfin, nous finissons par présenter l'impact de la pression.
Une fois mis au point notre procédé de gravure profonde à fort rapport d'aspect dans la filière GaSb, nous présentons son intégration dans le procédé complet de fabrication de notre composant.

3.2 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D sur GaAs et GaSb par gravure sèche

La réalisation de cristaux photonique de faibles pertes demande de réaliser des trous traversant toute l'hétérostructure [66]. Dans le cas l'approche substrat sur GaSb, cela implique de réaliser des trous de 370nm de diamètre sur une profondeur de 4 µm, soit un facteur de forme de 11. L'obtention d'un tel rapport de forme reste à l'heure actuelle un défi technologique.
Je présente dans cette section l'état de l'art de la gravure profonde de cristaux photoniques 2D dans les filières GaAs et GaSb.

3.2.1 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D dans la filière GaAs par réacteur ICP ou CCP

Peu de travaux concernent la gravure profonde de cristaux photoniques 2D dans la filière GaAs. La majorité des travaux s'est orientée vers la réalisation de type membrane demandant la réalisation de gravures peu profondes. Toutefois, quelques études ont été menées comme par exemple le travail de thèse de B. Lombardet [67], de l'EPFL, au sein de l'Université de Lausanne, au cours de laquelle des trous de 120 nm de diamètre ont été gravés sur une profondeur de 1.2 µm. Ces trous ont été réalisés dans une hétérostructure AlGaAs/GaAs. Les trous ont été définis par lithographie électronique dans de la PMMA, puis transférés dans 200 nm de SiO_2 qui sert de masque dur, à l'aide d'un plasma à base de CF_4/H_2. Les trous sont ensuite gravés dans l'hétérostructure avec un procédé de gravure à base de $SiCl_4/Ar/O_2$ dans un bâti de gravure CCP-RIE.
Dans un article de 2009 du LPN [68], les auteurs ont étudié l'influence de plusieurs paramètres, telle que la pression ou la puissance de polarisation, sur la gravure de trous dans une membrane de 180 nm de GaAs, avec en-dessous une couche sacrificielle d'AlGaAs de 1 µm d'épaisseur. Leur étude leur a permis de mettre au point un procédé de gravure à base de Cl_2/N_2, avec lequel ils ont pu graver des trous de près de 200 nm de diamètre sur une profondeur de près de 800 nm. Le masque employé ici est du Si_3N_4 d'une épaisseur de 300 nm. Les trous ont été définis par e-beam dans de la PMMA, puis transférés dans le nitrure de silicium à l'aide d'un plasma de SF_6/CHF_3. Le réacteur de gravure utilisé est de type ICP-RIE.
Plus récemment, Kitabayashi [69] de l'Université d'Osaka, a présenté dans un article de 2013, la mise au point d'un procédé de gravure à base de $Cl_2/BCl_3/CH_4$, qui lui a permis de graver des trous de 120 nm de diamètre sur une profondeur de près de 1.5 µm dans de l'AlGaAs. Il a utilisé une couche de 200 nm de SiO_2 comme masque de gravure, et a réalisé la gravure dans un bâti ICP-RIE. Puis, dans un article de 2015, Zhang [70] du même groupe, a réussi à graver des trous de 190 nm de diamètre sur 1.7 µm de profondeur, aussi dans une hétérostructure de AlGaAs. Il a aussi utilisé un procédé de gravure à base de $Cl_2/BCl_3/CH_4$, dans un réacteur ICP-RIE, mais leur masque de gravure consistait en 200 nm de SiN_x.
Enfin, au LAAS, A. Larrue [50] durant sa thèse, a mené une étude très complète sur la gravure dans la filière GaAs. Il a mis au point un procédé original de gravure profonde à fort rapport d'aspect pour un empilement de type AlGaAs/GaAs. Il a réussi à graver des trous de 300 nm de diamètres, sur une profondeur de 2.48 µm. Pour y parvenir, il a mis au point un procédé de gravure inspiré du procédé Bosch pour la gravure du silicium. Ce procédé de gravure est composé d'une répétition de 3 étapes réalisées successivement dans un bâti de gravure de type ICP-RIE. La première étape est une gravure à base d'un plasma de Cl_2/N_2. Une seconde étape avec un plasma d'O_2 sert à enlever les composés Al_xCl_y formés lors de la gravure. Et enfin une troisième étape permet de passiver la surface par un plasma de N_2. Ces trois étapes sont répétées 8 fois afin d'atteindre les profondeurs visées. Un masque spécifique a été développé pour ce procédé. Il comprend 4 couches : une couche de résine électrosensible ZEP 520 A de 450 nm d'épaisseur, une couche de SiO_2 de 200 nm d'épaisseur, une couche de 50 nm de Cr et enfin 500 nm de SiO_2. Les motifs sont tout d'abord définis par lithographie électronique dans la ZEP, puis après révélation, ils sont transférés dans la couche de silice de 200 nm à l'aide d'un plasma de CHF_3. Dans une deuxième étape d'ouverture du masque, cette couche de 200 nm de SiO_2 sert de masque pour le transfert des trous dans le chrome. Les trous sont gravés dans le chrome avec un procédé de gravure à base de $Cl_2/N_2/O_2$. Dans une troisième étape, le chrome sert de masque pour la gravure des cristaux photoniques dans les 500 nm de SiO_2, la gravure est réalisé à l'aide d'un plasma à base de CF_4/O_2. Enfin, les 500 nm de SiO_2 servent de masque lors de la gravure des trous de 300 nm de diamètre dans l'empilement laser.

Référence	Hétérostructure	Type de réacteur	Diamètre des trous (nm)	Profondeur gravée	Facteur de forme	Masque	Gaz
Lombardet EPFL [67]	AlGaAs/GaAs	CCP-RIE	120	1,2 µm	10	PMMA / SiO_2 (200 nm)	$SiCl_4/Ar/O_2$
Braive LPN [68]	AlGaAs/GaAs	ICP-RIE	200	800 nm	4	PMMA / Si_3N_4 (300 nm)	Cl_2/N_2
Kitabayashi Université d'Osaka [69]	AlGaAs/GaAs	ICP-RIE	120	1,5 µm	12,5	SiO_2 (200 nm)	$Cl_2/BCl_3/CH_4$
Zhang Université d'Osaka [70]	AlGaAs/GaAs	ICP-RIE	190	1,7 µm	8,9	SiN_x (200 nm)	$Cl_2/BCl_3/CH_4$
Larrue LAAS [50]	AlGaAs/GaAs	ICP-RIE	300	2,48 µm	8,3	ZEP520A (450 nm) / SiO_2 (200 nm) / Cr (50 nm) / SiO_2 (500 nm)	Cl_2/N_2

Table 3.1 – Bilan de la gravure profonde de cristaux photoniques 2D dans la filière GaAs

On constate que toutes les réalisations ont utilisé des masques durs, et une chimie de gravure chloré. L'utilisation de cette chimie permet de former des espèces de type $GaCl_x$ volatiles à faible température et basse pression. Cependant, l'utilisation d'un plasma purement chloré n'est pas suffisant. En effet, cela conduit à une gravure purement chimique et donc isotrope. Il est donc nécessaire de rajouter au plasma chloré, une espèce gazeuse inerte, tel que de l'azote ou de l'argon.

3.2.2 État de l'art de la gravure de cristaux photoniques 2D dans la filière GaSb par réacteur ICP ou CCP

Comparé à la filière GaAs, il y a encore moins de publication qui traitent de la gravure profonde de cristaux photoniques par gravure sèche dans la filière GaSb.
Nous n'avons trouvé qu'un seul article qui traite de la gravure profonde de cristaux photoniques 2D par ICP-RIE dans la filière GaSb. Cet article date de 2006, de T.A Nilsen [71] de l'Université de Trondheim. Les auteurs présentent la mise au point d'un procédé de gravure à fort rapport d'aspect dans une hétérostructure AlGaAsSb ou dans du GaSb seul. Pour cela, ils ont étudié l'influence de la tension de biais, du diamètre des trous, du temps de gravure, et de la composition des gaz de gravure. Le procédé de gravure qu'ils ont mis au point leur a permis à l'aide d'un plasma de BCl_3, de graver des trous de 680 nm de diamètre, sur une profondeur de 1.7 µm dans du GaSb, et 1.56 µm dans de l'AlGaAsSb. Les masques durs employés sont soit un masque de 300 nm de SiN, soit un masque de 60 nm de nickel.
Au LAAS, en parallèle des travaux de thèse d'A. Larrue, S. Moumdji [10] a mené une thèse sur la réalisation de diodes laser, dans la filière GaSb, à cavités couplées par des cristaux photoniques. Pour réaliser les miroirs intra-cavité à cristaux photoniques, elle a défini les motifs par lithographie électronique dans de la PMMA, puis elle a transféré les trous dans 200 nm de SiO_2, qui sert de masque pour la gravure dans l'hétérostructure AlGaAsSb/GaSb. La gravure des trous dans la gaine inférieure de l'empilement de la diode laser, a été effectué à l'aide du procédé de gravure profonde mis au point par A. Larrue pour la filière GaAs. Cela lui a permis de réaliser des trous de 350 nm de diamètre gravés sur une profondeur de 1.45 µm.
Le procédé de gravure profonde mis au point par A. Larrue, et qui fonctionne à la fois pour la filière GaAs et GaSb, nous a servi de base de travail pour mettre au point notre procédé de gravure profonde.

3.3 Gravure profonde

Je résume dans ce chapitre les études paramétriques menées pour optimiser le procédé de gravure tri-couche proposé par A. Larrue.

3.3.1 Présentation du bâti ICP

Le réacteur de gravure sèche utilisé durant ma thèse est un réacteur de type ICP. Sa structure de base est schématisée figure 3.1. Il se compose d'une chambre de réaction dans laquelle les gaz sont injectés de manière contrôlée. Le plasma de gravure est généré par un champ inductif, et accéléré par un champ RF de biais.

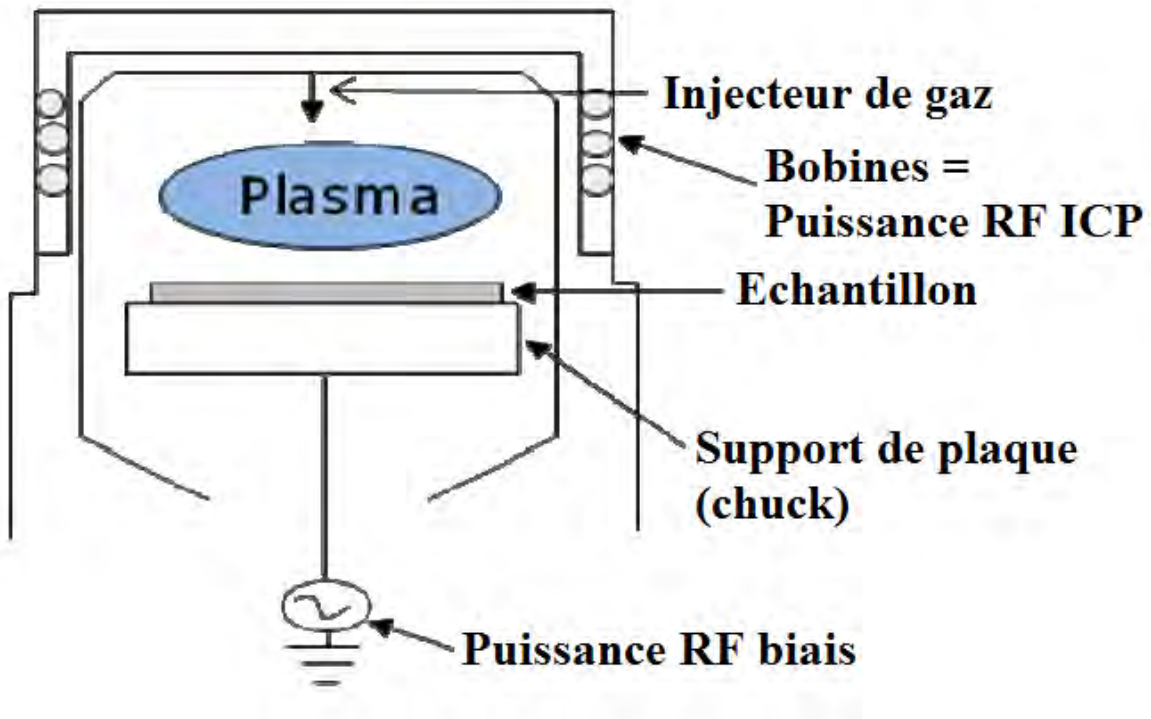


FIGURE 3.1 – Représentation schématique du réacteur ICP

Cette machine de gravure ICP est dédiée à la gravure des matériaux III-V. C'est un bâti Aviza Technology Omega 201. Cette machine possède deux sources RF fonctionnant à une fréquence de 13.56 MHz : une inductive servant à générer le plasma, et une source reliée au porte plaque permettant de contrôler l'énergie des ions bombardant la surface. Ces deux sources RF de puissances variables peuvent monter jusqu'à 600 W de puissance. Le support de plaque (chuck) peut être régulé en température, la température de consigne peut varier de 10 à 50 °C. Les gaz disponibles sont : SF_6, CF_4, O_2, Cl_2, N_2 et Ar.

3.3.1.1 Génération du plasma

Un réacteur de gravure est dit ICP (Inductive Coupled Plasma), lorsque la décharge radio-fréquence (RF) d'une fréquence de 13.56 MHz, à l'origine du plasma est à couplage inductif. Dans ce type de couplage, la puissance est couplée dans le plasma à l'aide de bobines placées à l'extérieure de l'enceinte contenant le plasma.
Cependant, le couplage inductif de la puissance ne se produit pas dès l'application de la tension RF aux bornes de la bobine. En effet, le potentiel de plusieurs centaines de volts appliqué à la bobine entraîne l'apparition d'un champ électrostatique, qui génère un couplage capacitif de la puissance. C'est ce qu'on appelle le mode E. Pour les réacteurs ICP, le plasma est toujours initié dans ce mode E. Quand on augmente la puissance, à partir d'une certaine valeur, le couplage devient majoritairement inductif. C'est ce qu'on appelle le mode H. Cependant, il reste toujours une composante de couplage capacitif [72].

Il faut noter que le champ électromagnétique généré par les bobines ne pénètre dans le plasma que sur une profondeur caractéristique dite "épaisseur de peau". Les espèces réactives ne sont donc générées par couplage inductif direct que dans cette zone, à l'intérieur du plasma, la décomposition des espèce provient des collisions moléculaires.

3.3.1.2 Rôle des électrons

La fréquence d'excitation du plasma (13.56 MHz), présente l'avantage de se situer entre les deux fréquences propres du plasma, à savoir la fréquence plasma ionique et la fréquence plasma électronique. Les électrons du plasma suivent les variations instantanées du champ électrique, alors que les ions ne suivent que le champ électrique moyen. Ainsi, la majorité de l'énergie du champ électrique est transféré aux électrons.
Les plasmas des réacteurs ICP sont dits hors-équilibre thermodynamique, en effet, les électrons ont une température électronique de l'ordre de 5 eV bien supérieure à celle des ions et neutres qui est de l'ordre de la température ambiante.
Dû fait de la plus grande température et donc énergie des électrons par rapport aux ions, qui s'explique par la plus grande mobilité des électrons vis-à-vis des ions, ce sont les électrons qui sont principalement à l'origine de la création d'espèces chargées dans le plasma. Les principales réactions mettant en jeu les électrons sont : l'ionisation de molécule et d'atome, l'ionisation dissociative, l'excitation et l'attachement dissociatif. Ainsi, ces plasmas se composent de particules neutres pouvant être dans un état excitées, dissociées, d'électrons et d'ions positifs et négatifs.

3.3.1.3 Gaine électrostatique

Lors de l'instauration du plasma, les électrons, qui sont plus rapides que les ions, sont perdus aux interfaces du plasma. Ainsi les parois se polarisent négativement. La neutralité électrique du plasma n'est maintenue que si le potentiel moyen en son centre est supérieur au potentiel des parois. Le plasma est donc polarisé positivement.
La majeure partie de la chute de potentiel entre le centre du plasma (positif) et les parois (négatives) se produit dans une zone proche des parois appelée usuellement gaine électrostatique. Dans cette zone, le champ électrique confine les électrons vers le centre du plasma et accélère les ions positifs vers les parois. La neutralité électrique n'est pas respectée dans la gaine qui est la zone où l'énergie électrique fournie au plasma est convertie en énergie cinétique transférée aux ions.

3.3.1.4 Puissance RF biais

Il est possible de contrôler l'énergie des ions bombardant le substrat à l'aide de la puissance de polarisation ou puissance de biais, qui est générée par le deuxième générateur RF.
Pour cela le substrat à graver est placé sur une électrode faisant face au plasma et est reliée au deuxième générateur RF. Ainsi, lorsque l'électrode sera alimentée par le générateur RF, son potentiel oscillera autour de zéro avec une amplitude V_{RF}. Le potentiel de l'électrode vient s'ajouter au potentiel de gaine. Lorsque le potentiel de l'électrode est positif, le potentiel de gaine diminue, et des électrons suffisamment énergétiques sortent du plasma et s'accumulent sur le substrat, de sorte que le potentiel résultant au niveau du substrat est négatif. Lorsque le potentiel de l'électrode devient négatif, le potentiel de gaine augmente de nouveau, les électrons sont repoussés dans le plasma alors que les ions affluent sur l'électrode. La mobilité entre électrons et ions étant très différente, la charge accumulée sur la capacité croît jusqu'à l'égalité des flux d'espèces chargées à travers la gaine. Ainsi un potentiel continu et négatif appelé tension d'auto-polarisation apparaît au niveau du substrat. Et il est possible de contrôler cette tension d'auto-polarisation via le générateur RF relié à l'électrode portant le substrat. On peut donc, à l'aide de ce deuxième générateur RF contrôler l'énergie des ions positifs bombardant la surface du substrat, et qui sont responsables du caractère physique de la gravure.
Le caractère chimique de la gravure est quant à lui assuré par les radicaux qui arrivent sur la surface du substrat par diffusion.
Ainsi, la gravure d'un matériau par plasma résulte de la combinaison des effets chimiques des radicaux et des effets physiques du bombardement ionique.

3.3.2 Problématique de la dérive du bâti de gravure ICP

A l'issue d'une première série d'études paramétriques, nous avons observé un problème de dérive lente du réacteur. La reproductibilité des résultats sur une période de quelques mois n'étaient pas assurée.

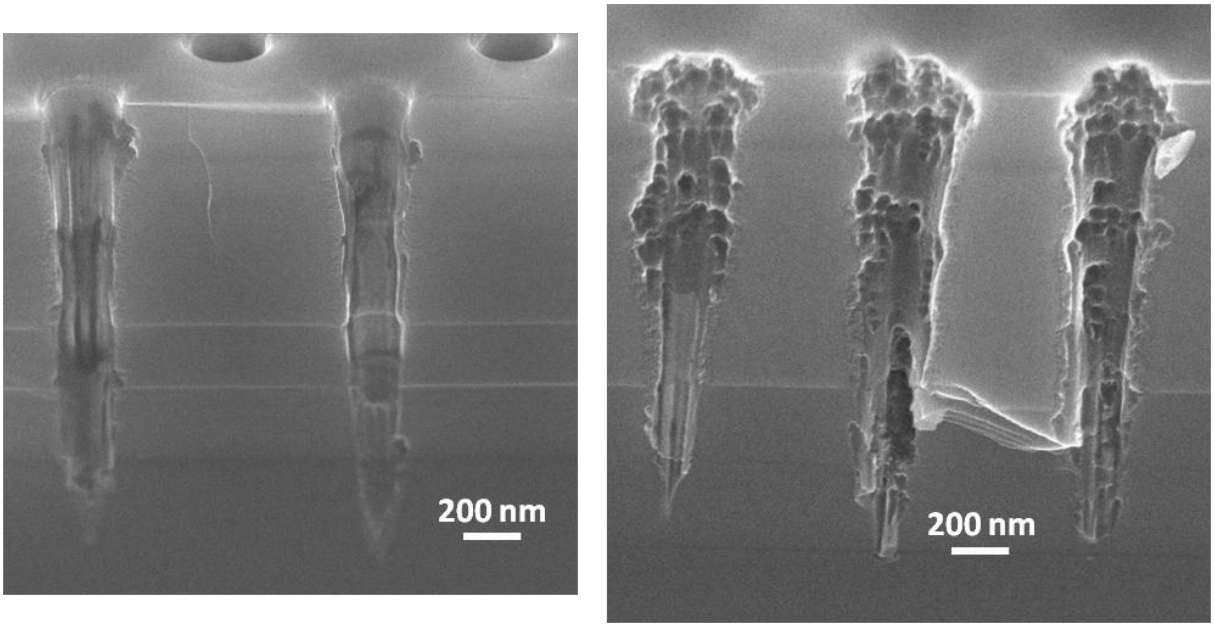


FIGURE 3.2 – Images du même procédé de gravure réalisé à 4 mois d'intervalle sur des échantillons de même composition

La figure 3.2 présente les résultats obtenus avec un même procédé de gravure réalisé à 4 mois d'intervalle sur des échantillons identiques. La dérive des résultats est évidente. Nous avons pu identifier l'origine de la non reproductibilité des gravures que nous avons mises au point. Cela est dû au chemisage à l'intérieur de la chambre du bâti de gravure qui n'avait jamais été changé depuis l'achat de la machine de gravure. Avec le temps et les gravures qui se sont succédées, le chemisage de la chambre c'est dégradé, il n'était plus "propre", et cela malgré les nettoyages de la chambre avant et après chaque gravure. Cela modifiait la composition du plasma. Pour y remédier, nous avons changé le chemisage de la chambre du réacteur de gravure. Une nouvelle procédure de remplacement annuel systématique a été mise en place pour garantir un fonctionnement à l'état "constant" de la chambre.
La figure 3.3 montre deux d'échantillons identiques (même structure et même procédé de gravure) réalisées à 6 mois d'intervalle après la mise en place de ce protocole.

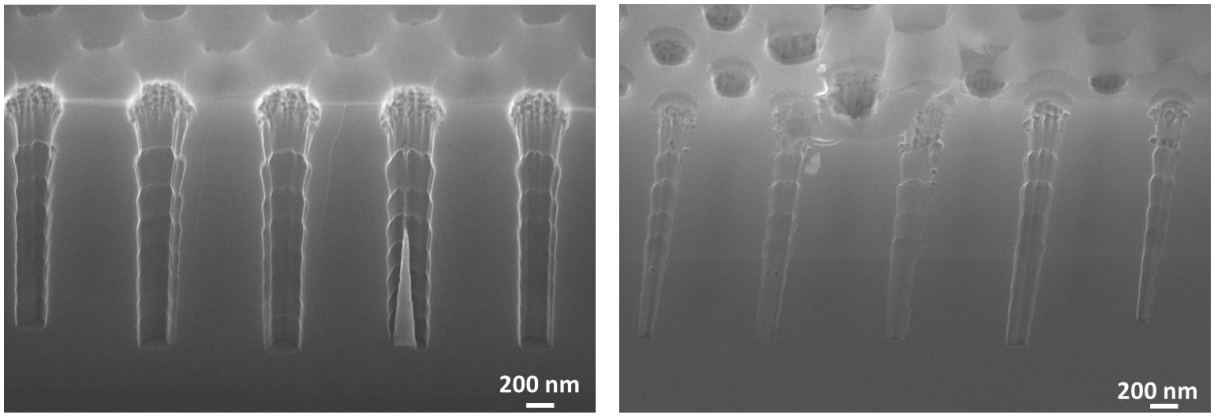


FIGURE 3.3 – Images du même procédé de gravure réalisé à 6 mois d'intervalle sur des échantillons de même composition après changement du chemisage de la chambre ICP

3.3.3 Hétérostructure avec 65% d'aluminium dans la gaine supérieure

Lors des premiers tests de gravure réalisés sur des hétérostructure avec 90% d'aluminium dans les gaines, nous nous sommes aperçu qu'au cours du temps, les échantillons exposés à l'air avaient leurs

gaines qui se mettaient à "gonfler" (figure 3.4). Nous avons attribué cet effet à l'humidité présente dans l'air, qui oxyderait au cours du temps les gaines à forte teneur en aluminium exposées à l'air.
Afin de s'affranchir de ce problème, les hétérostructures de diodes laser qui nous ont servi à mettre au point notre procédé optimisé de gravure profonde, et à réaliser nos séries de composants, avaient une gaine supérieure à concentration d'aluminium moindre : 65%. Cependant, cette baisse du taux d'aluminium dans la gaine supérieure s'accompagne d'une augmentation de l'épaisseur de celle-ci. L'épaisseur de la gaine supérieure augmente afin de compenser la diminution du taux de confinement par celle-ci qui se produit avec la diminution de la teneur en aluminium.
La gaine supérieure avec 65% d'aluminium a une épaisseur de 2 µm.

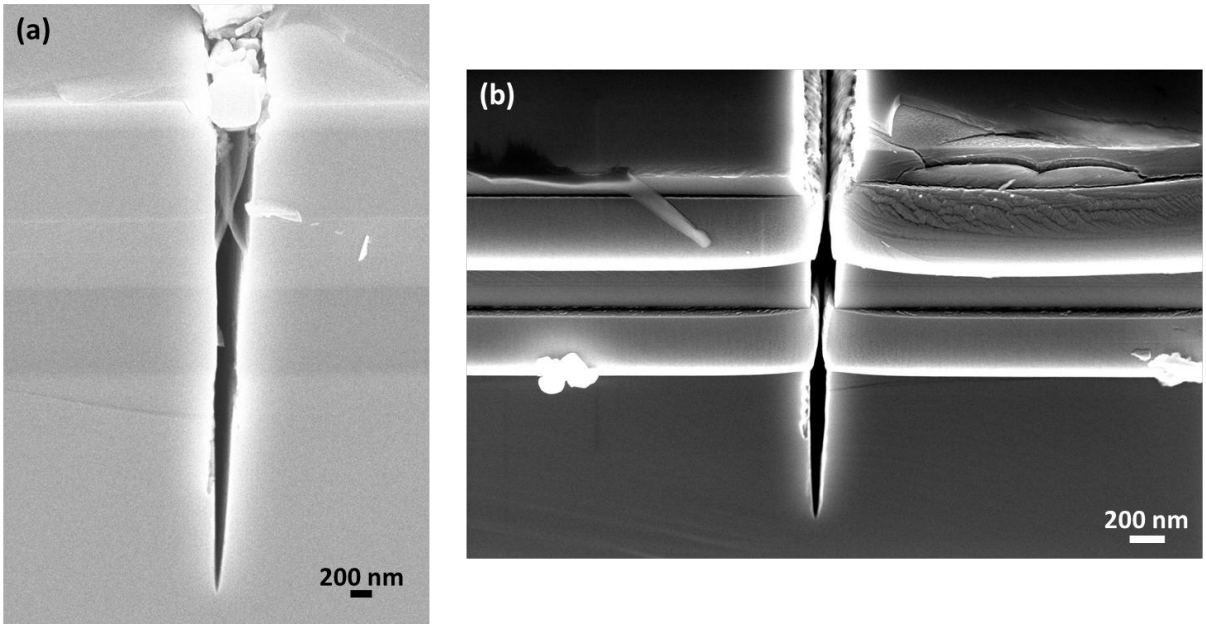


FIGURE 3.4 – Images MEB du même échantillon prise à 5 mois d'intervalle - Gaine supérieure avec 90% d'aluminium

3.3.4 Optimisation du procédé de gravure

Le changement de chemisage de la chambre du bâti ICP a considérablement modifié les conditions de gravure. Le tableau 3.2 présente les premières conditions de gravure fonctionnelles que nous avons pu retrouver, et qui nous a servi de base pour mener notre étude d'optimisation.

Étape	Gaz : débit (sccm)	Pression (mTorr)	P_{biais} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} (°C)	Durée (s)
Gravure	Cl_2/N_2 - 49/16	7	60	500	35	45
Oxydation	O_2 - 30	10	15	500	35	30
Passivation	N_2	6	2	400	35	15

TABLE 3.2 – Procédé de gravure de départ

Le procédé de gravure étant un procédé multi-étape complexe, nous avons réalisé des études paramétriques de gravure uniquement sur l'étape de gravure proprement dite.
Nous détaillons dans la suite ces différentes études que nous avons menés.

3.3.4.1 Impact de la puissance de la source P_{ICP}

Nous avons étudié l'impact du rapport flux ionique / énergie ionique sur la qualité des flancs de gravure. Pour cela, nous avons réalisé différentes gravures en variant la puissance ICP. D'après [73],

lorsque la puissance ICP diminue à puissance biais constante, le flux d'ions arrivant sur l'échantillon à graver diminue mais leur énergie augmente (figure 3.5). Ainsi, les ions sont plus énergétiques et plus directionnels : le flux d'ions diminue, donc leurs libre parcours moyen augmente, ils subissent donc moins de collisions et conservent direction et énergie. Ils pénètrent alors plus en profondeur dans le matériau, ce qui améliore le profil des trous. Le processus de gravure physico-chimique devient ainsi plus physique, et cela permet aussi d'augmenter la profondeur gravée.

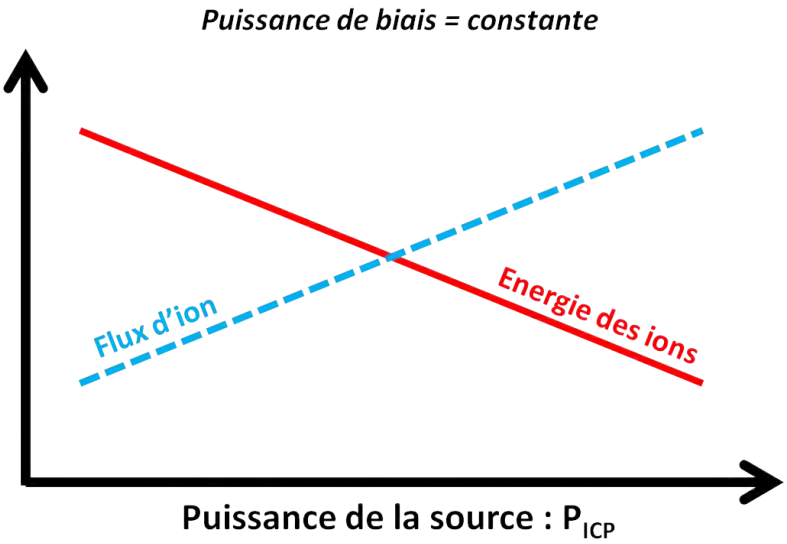


FIGURE 3.5 – Variation qualitative de l'énergie et du flux des ions en fonction de la puissance ICP [73]

Pour cette série de gravures, les autres paramètres de la chambre sont conservés constant (tableau 3.3).

Gaz : débit (sccm)	Pression (mTorr)	P_{biais} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} ($^\circ$C)	Durée (s)
$Cl_2/N_2/Ar$ - 45/15/5	5,5	60	[50-500]	35	45

TABLE 3.3 – Paramètres du procédé de gravure lors de l'étude

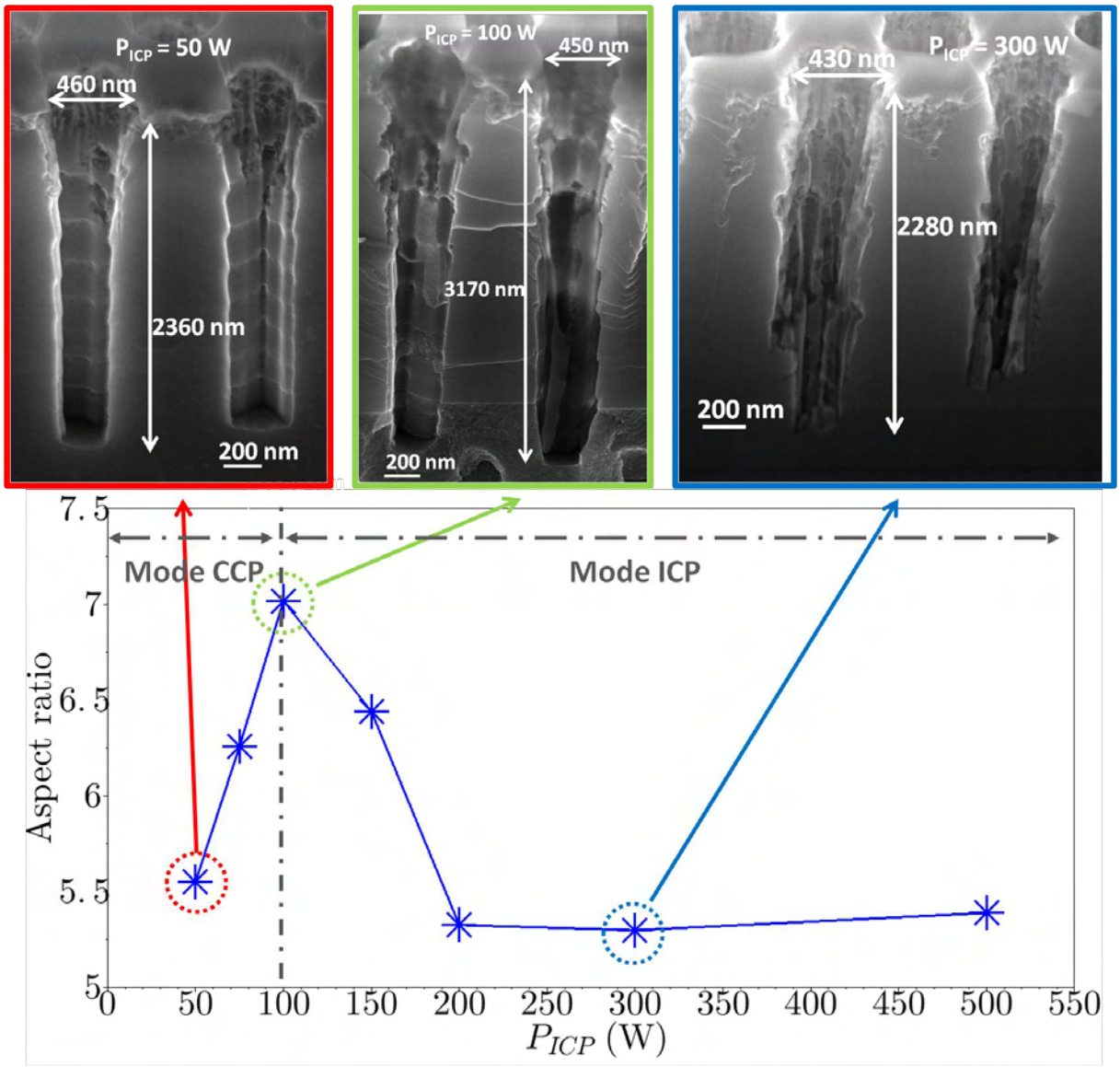


FIGURE 3.6 – Impact de la puissance ICP P_{ICP} sur le facteur de forme et le profil de gravure de trous

La figure 3.6 synthétise les résultats obtenus pour des trous ayant un diamètre de 430 à 460 nm. On constate qu'à forte puissance ICP, pour P_{ICP} compris entre 500 W et 200 W, le facteur de forme ou de façon équivalente la vitesse de gravure, est stable. On est dans un régime de saturation. Cela provient de la réduction de l'énergie des ions provoquée par une grande densité d'espèce ionique à forte puissance ICP, qui engendre un plus grand nombre de collisions entre espèces réactives et donc une diminution de l'énergie des ions. De plus, on remarque que les flancs de gravure sont très rugueux. Cela s'explique par une grande densité de radicaux à forte puissance ICP, qui engendre une gravure à forte dominante chimique. Et par une gravure physique insuffisante, qui limite la désorption des produits de gravure [74] [68].
En diminuant la puissance ICP, la densité de radicaux diminue et la gravure physico-chimique devient moins chimique. On obtient ainsi des flancs moins rugueux.
Ainsi, pour des puissances ICP comprises entre 200 et 100 W, la diminution du caractère chimique de la gravure et l'augmentation du caractère physique, permet d'obtenir des gravures moins rugueuses, plus verticales et plus profondes. D'où une augmentation du facteur de forme.
A une puissance ICP de 100 W, la profondeur de gravure et donc le facteur de forme sont maximums. En ce point, on obtient un optimum de directivité, résultant d'un équilibre entre gravure physique par les ions et gravure chimique par les radicaux optimales.
Cependant, cette puissance optimale pour la profondeur gravée ne donne pas les meilleurs profils de

gravure (figure 3.6 page ci-contre), on observe une importante sous gravure en haut des trous. Ceci peut être dû à la dispersion en vitesse des ions. En effet, la puissance de biais permet de contrôler la composante de vitesse normale à l'échantillon, la puissance ICP introduisant quand à elle une "agitation thermique" qui induit des composantes transversales aléatoires. Le ratio puissance de biais sur puissance ICP permet ainsi de jouer sur la directivité des ions : plus il est élevé, plus le bombardement est directif. Il est ainsi possible de diminuer la sous gravure en diminuant la puissance ICP à puissance de biais fixée. Lorsque la puissance ICP est inférieure à la puissance de biais (c'est à dire pour $P_{ICP} < 100$ W), la gravure est plus directive, et donc les profils moins dégradés.
Pour une puissance ICP comprise entre 100 et 50 W, la profondeur gravée est proportionnelle à la puissance ICP. On retrouve un comportement typique d'une machine de gravure CCP. Pour une puissance ICP de 50 W, on obtient une profondeur de gravure raisonnable avec un profil nettement amélioré et notamment une sous gravure chimique réduite. Cependant, à une telle puissance, on est en limite de tolérances du bâti de gravure ICP : la désadaptation d'impédance entre le générateur RF et le plasma est telle que l'adaptation par les capacités variables devient quasiment impossible.
Pour la suite des études paramétriques de gravure que nous avons menés, nous avons pris comme valeur de puissance ICP, $P_{ICP} = 75$ W. Cette valeur étant un bon compromis entre tolérances de la machine de gravure, profondeur gravée et sous gravure.

3.3.4.2 Impact du taux d'Argon

L'ajout d'argon (Ar), qui est un gaz inerte, présente de nombreux avantages. Il permet de faciliter l'allumage du plasma et stabilise la décharge sur une plus grande plage de pression ([74], [71]). De plus, l'ajout d'argon permet d'augmenter le caractère physique de la gravure en accroissant le bombardement ionique, ce qui permet d'améliorer la verticalité des flancs de gravure. Enfin, ce bombardement physique permet aussi d'améliorer la désorption des produits de gravure, et donc de limiter les micro-masquages sur les flancs.
Pour étudier l'impact de l'ajout d'argon, nous sommes partis du mélange de gaz suivant : $Cl_2/N_2/Ar$. Et nous avons fait varier le flux d'argon en conservant un flux gazeux constant de 65 sscm, et en respectant un rapport Cl_2/N_2 de 3. Le tableau 3.4 résume les conditions de gravure.

Gaz : débit (sccm) (% d'Ar)	Pression (mTorr)	P_{biais} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} (° C)	Durée (s)
$Cl_2/N_2/Ar$ - 49/16/0 (0%)	5,5	60	75	35	45
$Cl_2/N_2/Ar$ - 45/15/5 (8%)					
$Cl_2/N_2/Ar$ - 41/14/10 (15%)					
$Cl_2/N_2/Ar$ - 34/11/20 (31%)					

Table 3.4 – Paramètres du procédé de gravure lors de l'étude

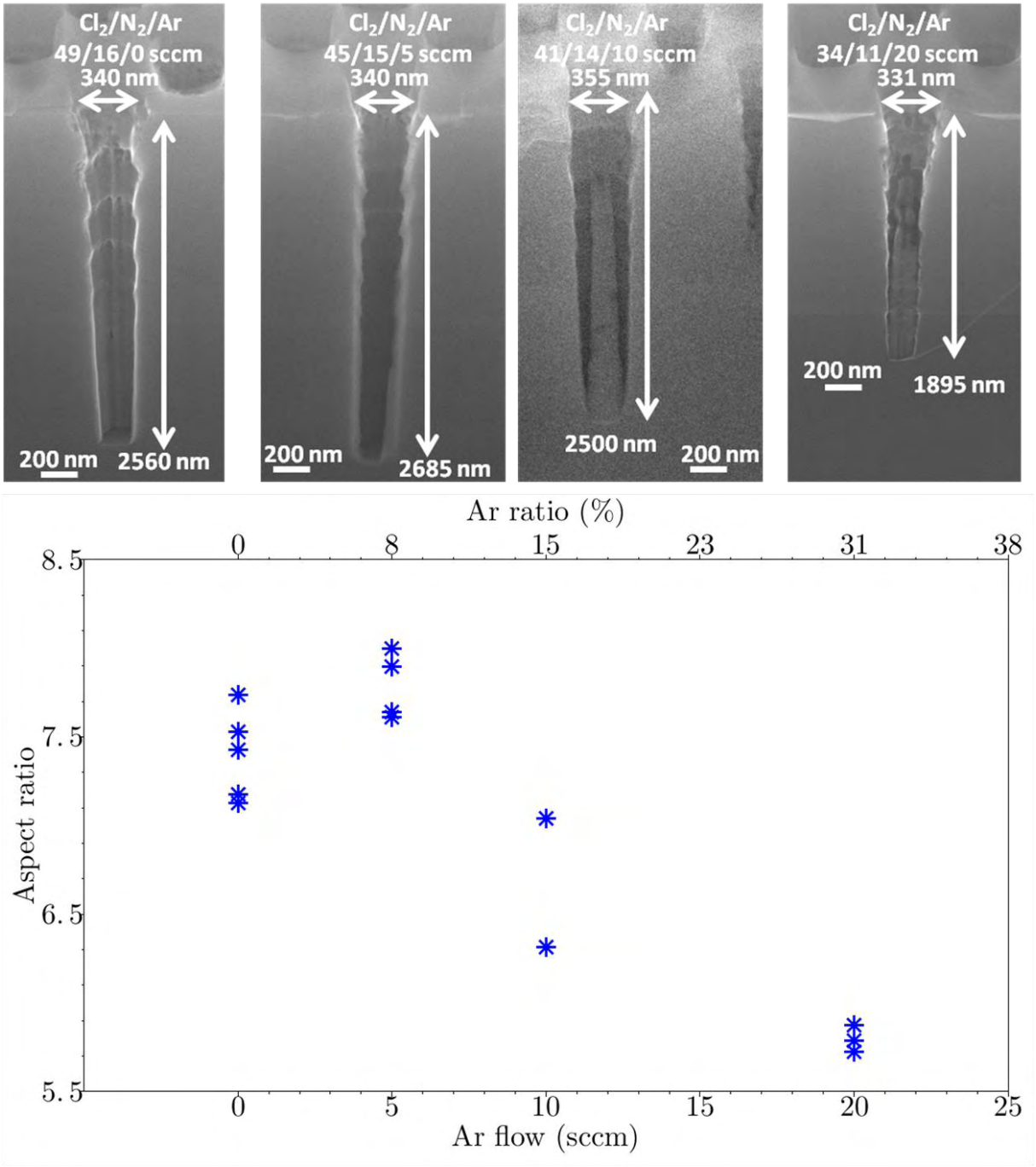


FIGURE 3.7 – Impact du taux d'Argon sur le facteur de forme et le profil de gravure de trous de diamètres de 330 à 380 nm

Sur la figure 3.7, on voit que l'ajout d'un faible flux d'Argon, 5 sccm, permet d'augmenter le facteur de forme, mais qu'au delà de 5 sccm d'Argon ajouté, le facteur de forme diminue. Nous attribuons cela à la diminution du flux de Cl_2 avec l'augmentation du flux d'Argon, qui implique une diminution de la quantité de radicaux dans le plasma. Cela montre que le mécanisme de gravure est limité chimiquement par la quantité de réactif dans le plasma.
Pour la suite, nous avons fixé ce flux d'argon à 5 sccm.

3.3.4.3 Impact du taux de Cl_2

Nous nous sommes intéressés à l'impact du rapport Cl_2/N_2 dans la composition du plasma. Nous avons donc réalisé une série de test à rapport Cl_2/N_2 variable, flux gazeux global constant (65 sccm) et

flux d'argon constant (5 sccm). Le tableau 3.5 résume les conditions opératoires utilisées.

Gaz : débit (sccm) (% de Cl_2)	Pression (mTorr)	P_{biais} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} ($^\circ$C)	Durée (s)
$Cl_2/N_2/Ar$ - 35/25/5 (54%)	5,5	60	75	35	45
$Cl_2/N_2/Ar$ - 40/20/5 (61,5%)					
$Cl_2/N_2/Ar$ - 45/15/5 (69%)					
$Cl_2/N_2/Ar$ - 50/10/5 (77%)					

Table 3.5 – Paramètres du procédé de gravure lors de l'étude

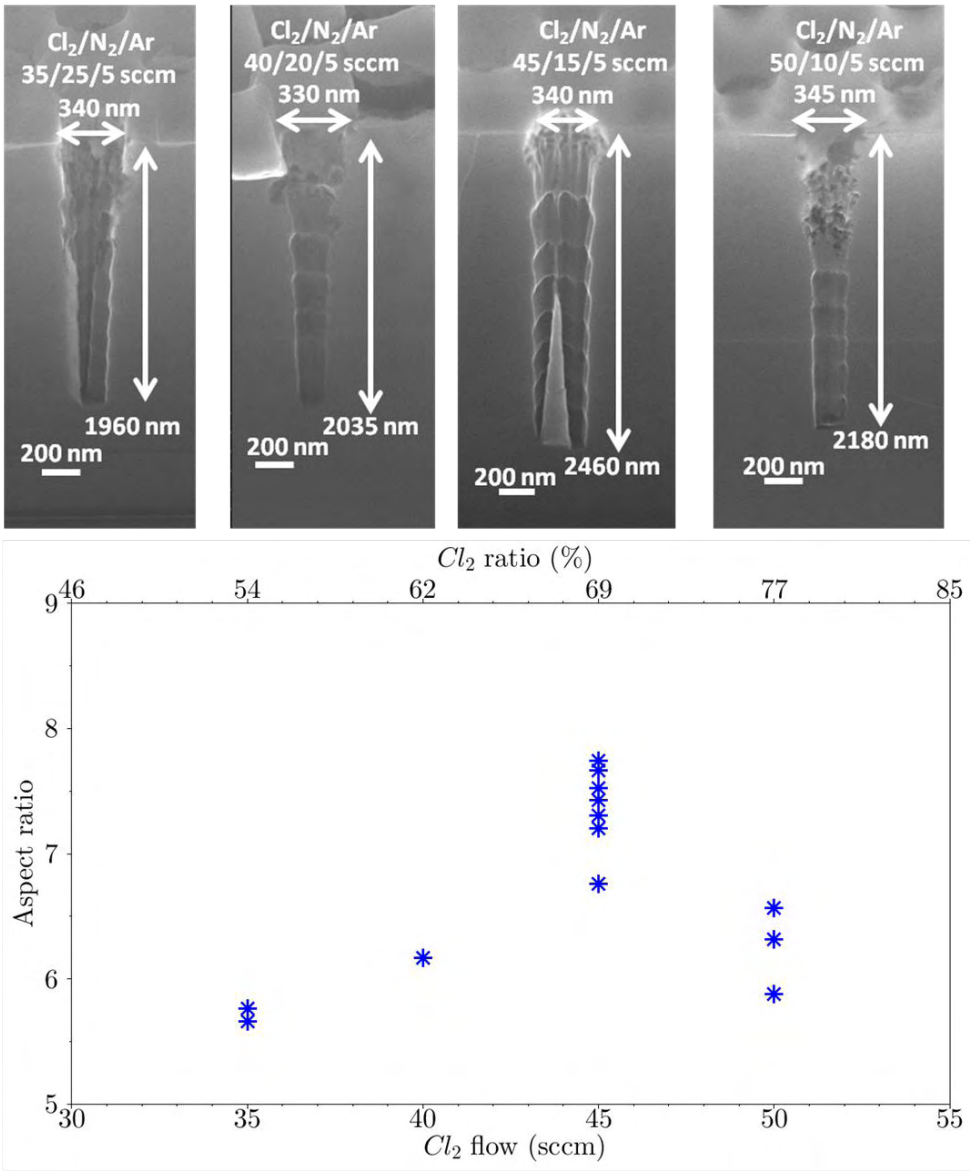


FIGURE 3.8 – Impact du taux de Cl_2 sur le facteur de forme et le profil de gravure de trous de diamètres de 330 à 345 nm

Sur la figure 3.8, on observe qu'entre 35 sccm et 45 sccm de flux de Cl_2, le facteur de forme augmente. Cela s'explique par l'augmentation de la quantité de radicaux dans le plasma [74] [68] [75]. Puis, pour un flux de Cl_2 supérieur à 45 sccm, le facteur de forme diminue. Cette décroissance a pour origine une désorption des produits de gravure par bombardement ionique moins efficace à cause de la quantité réduite d'ions azote quand le plasma devient trop chloré. Parallèlement, à fort taux de Cl_2 (50 sccm), les flancs de gravure en haut des trous sont très rugueux, témoignant d'une composante chimique de gravure excessive.
Après cette étude, nous avons fixé les débits gazeux de $Cl_2/N_2/Ar$ à 45/15/5 sccm.

3.3.4.4 Impact de la pression

Enfin, nous avons cherché à évaluer l'impact de la pression de gravure sur la verticalité des flancs. Le tableau 3.6 page suivante résume les conditions opératoires lors de ces essais.

Gaz : débit (sccm)	Pression (mTorr)	P_{biais} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} (° C)	Durée (s)
$Cl_2/N_2/Ar$ - 45/15/5	3,5	60	50 - 75 - 100	35	45
	5,5				
	7,5				
	9,5				
	11,5				

TABLE 3.6 – Paramètres du procédé de gravure lors de l'étude

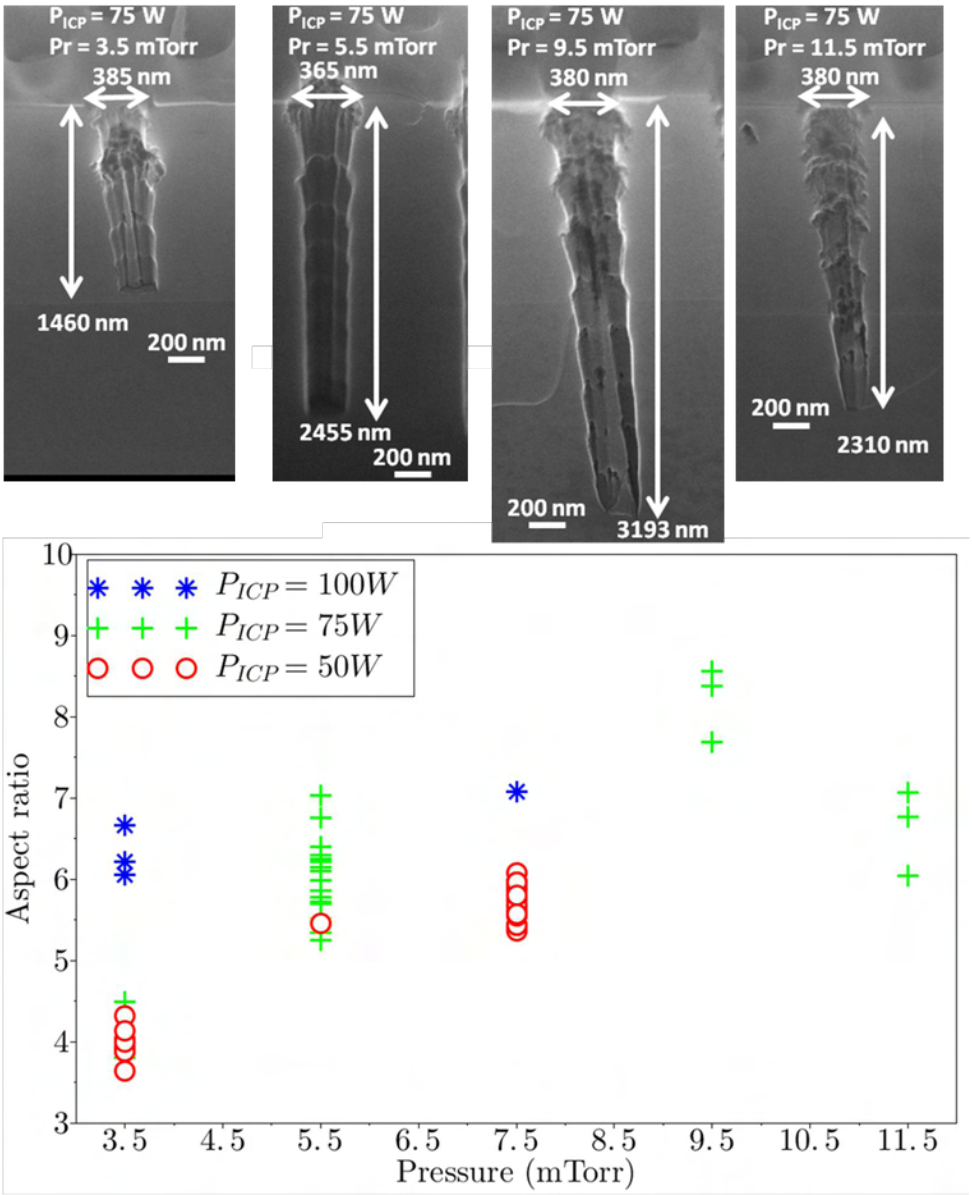


FIGURE 3.9 – Impact de la pression sur le facteur de forme et le profil de gravure de trous de diamètres de 345 à 380 nm et pour différentes puissance ICP

Sur la figure 3.9, on observe que le facteur de forme augmente avec la pression dans un premier temps avant de diminuer.
Tout d'abord une hausse de pression accroît la densité de radicaux chlorés, ainsi que leurs temps de

résidence [74] [68]. La vitesse de gravure augmente.
A trop forte pression, il y a une augmentation du nombre de collisions dans le plasma, et donc une diminution de la température des électrons, de leur énergie et de la densité de radicaux du plasma [68]. Cela entraîne alors une diminution de la vitesse de gravure. Cet effet est sans doute magnifié dans notre cas par un effet géométrique : la désorption difficile des espèces chimiques dans des trous nanométriques limite encore plus la réaction de gravure.
Dans notre cas, la vitesse de gravure augmente avec la pression pour une pression comprise entre 3,5 et 9,5 mTorr, avant de diminuer.
On note qu'à partir de 5,5 mTorr, une augmentation de la pression se traduit par une augmentation de la rugosité des flancs. Nous attribuons cela à deux effets principaux. D'une part, plus la pression augmente, plus la gravure devient chimique. D'autre part, quand la pression augmente, le nombre de collisions augmente lui aussi, cela provoque l'élargissement de la distribution angulaire des ions, et donc limite l'anisotropie de gravure.
Ainsi, on constate que pour avoir un facteur de forme maximum, il faut se placer à une pression de 9,5 mTorr. Cependant, du point de vue de la qualité des flancs de gravure, travailler à une telle pression n'est pas acceptable. En effet, d'après l'image MEB de la gravure de trous à une pression de 9,5 mTorr et pour une puissance ICP de 75 W, on observe des flancs de gravure très rugueux. A une pression de 5,5 mTorr, on constate que malgré un facteur de forme plus faible, les flancs de gravure sont beaucoup moins rugueux. Ainsi, le meilleur compromis entre facteur de forme élevé et qualité de flancs de gravure acceptable, est la pression de 5,5 mTorr.

3.3.4.5 Procédé optimisé de gravure profonde - Limite du procédé

Une fois intégré les résultats précédents dans notre procédé de départ (tableau 3.2 page 96), nous aboutissons à notre procédé optimisé de gravure profonde, dont les étapes sont récapitulées tableau 3.7. L'enchaînement des trois étapes : gravure, oxydation et passivation, forme ce que nous appelons 1 cycle.

Étape	Gaz : débit (sccm)	Pression (mTorr)	P_{bias} (W)	P_{ICP} (W)	T_{chuck} ($^\circ$C)	Durée (s)
Gravure	$Cl_2/N_2/Ar$ - 45/15/5	5.5	60	75	35	45
Oxydation	O_2 - 30	10	15	500	35	30
Passivation	N_2 - 7	6	2	400	35	15

Table 3.7 – Procédé optimisé de gravure profonde

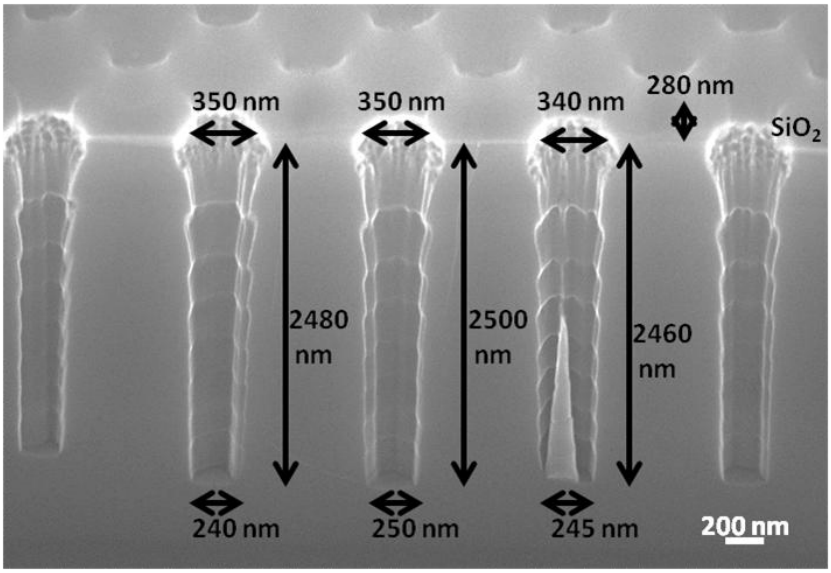


FIGURE 3.10 – Image MEB à 45 ° de trous gravés avec notre procédé optimisé de gravure profonde - 8 cycles

La figure 3.10 présente les résultats de gravure de trous obtenues après 8 cycles de notre procédé optimisé de gravure profonde.
A partir de cette figure, on peut tracer la vitesse de gravure durant chacun des N cycles successifs (figure 3.11).

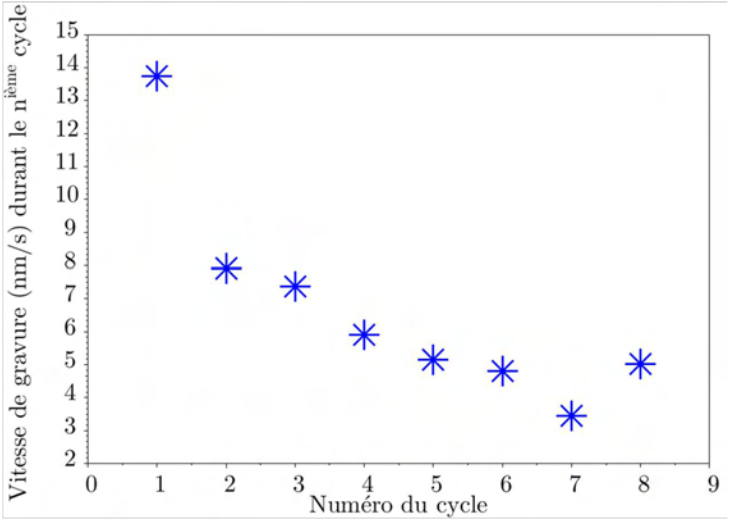


FIGURE 3.11 – Vitesse de gravure durant le $n^{ième}$ cycle en fonction du nombre de cycle

On voit que la vitesse de gravure diminue avec le nombre de cycle, ce qui équivaut à dire que la vitesse de gravure diminue avec la profondeur gravée. Ce phénomène est caractéristique de l'effet ARDE [76], Aspect Ratio Dependent Etching, qui correspond à une saturation voire décroissance de la vitesse de gravure avec le facteur de forme. Cet effet a pour origine un problème de transport des radicaux et des ions responsables de la gravure chimique et physique, et l'évacuation des produits de gravure, au fond des trous lorsque le facteur de forme devient grand.
Cette diminution de la vitesse de gravure avec le nombre de cycles ne permet pas d'espérer obtenir la profondeur de 4 µm visée initialement.
Nous avons cependant voulu tester les limites de notre procédé. La figure 3.12 page suivante présente les résultats obtenus après 12 cycles, ce que nous avons considéré comme le nombre maximum de cycles que l'on pouvait réalisé au vu de l'érosion du masque.

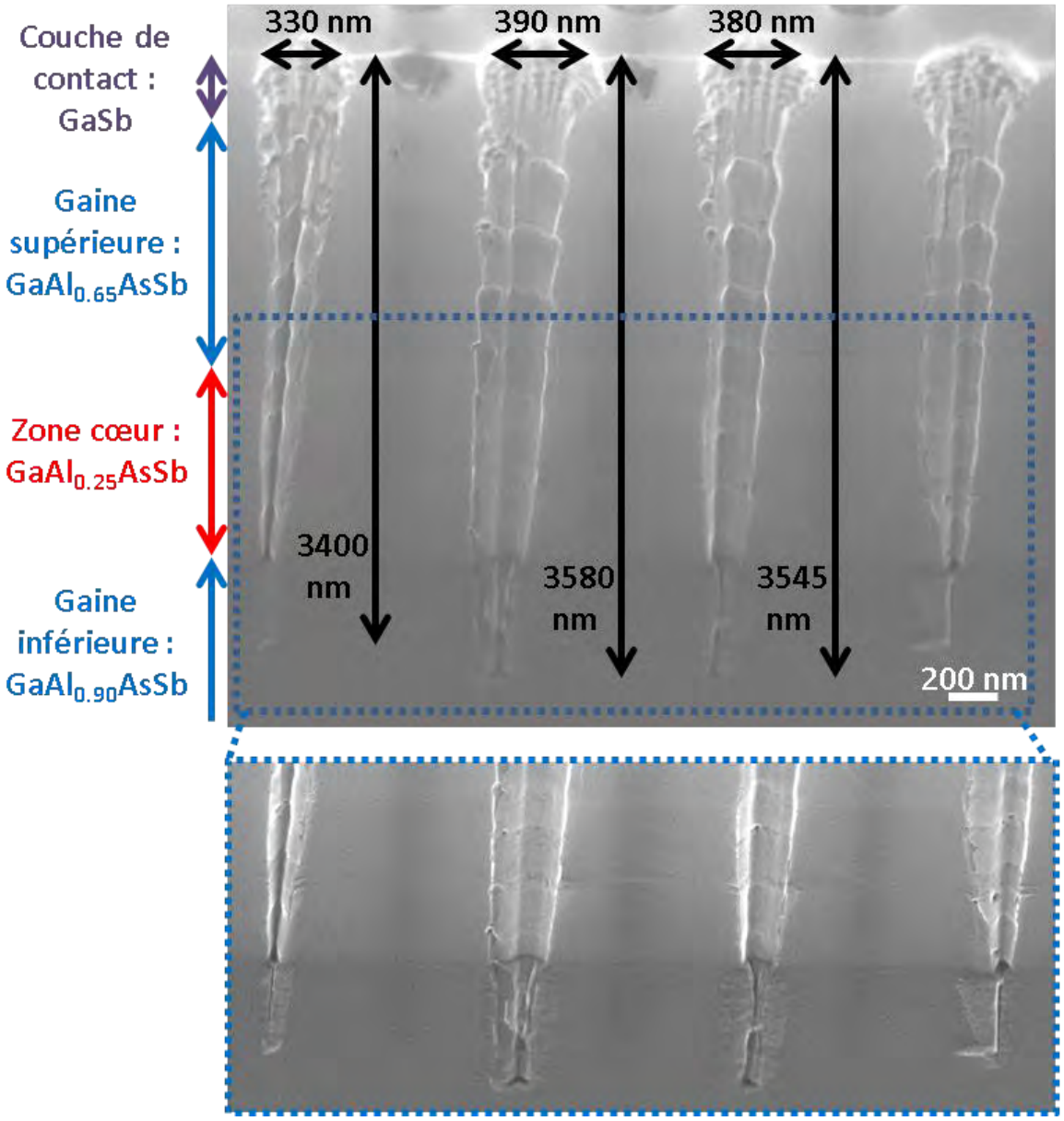


FIGURE 3.12 – Image MEB à 45 ° de trous gravés avec notre procédé optimisé de gravure profonde - 12 cycles

On voit (figure 3.12) que nous avons pu atteindre une profondeur de 3,4 µm soit un facteur de forme de l'ordre de 10.
On constate aussi que lorsque la gravure des trous atteint la gaine inférieure, les trous se referment. Cette différence de comportement de gravure entre la gaine supérieure et la zone cœur d'un côté, et la gaine inférieure de l'autre, vient sans doute de la différence de teneur en aluminium entre ces couches. En effet, la gaine supérieur est composée à 65% d'aluminium, la zone cœur à 25% et la gaine inférieure contient 90% d'aluminium. On voit donc que le procédé optimisé de gravure profonde que nous avons mis au point n'est adapté que pour gravé des couches contenant au plus 65% d'aluminium.
Il s'agit clairement ici d'une limitation de ce procédé basé sur une protection des parois latérales par des dérivés chlorés $AlCl_x$ et nitrurés AlN_y, fortement dépendant de la teneur en aluminium des couches gravées. Cependant nous pouvons d'ors et déjà tenter d'inclure cette étape dans le procédé de réalisation de diodes laser tout cristal photonique.

3.4 Réalisation technologique

Je présente dans cette partie la mise en place du procédé technologique complet de réalisation de diodes laser tout cristal photonique.

3.4.1 Procédé technologique complet

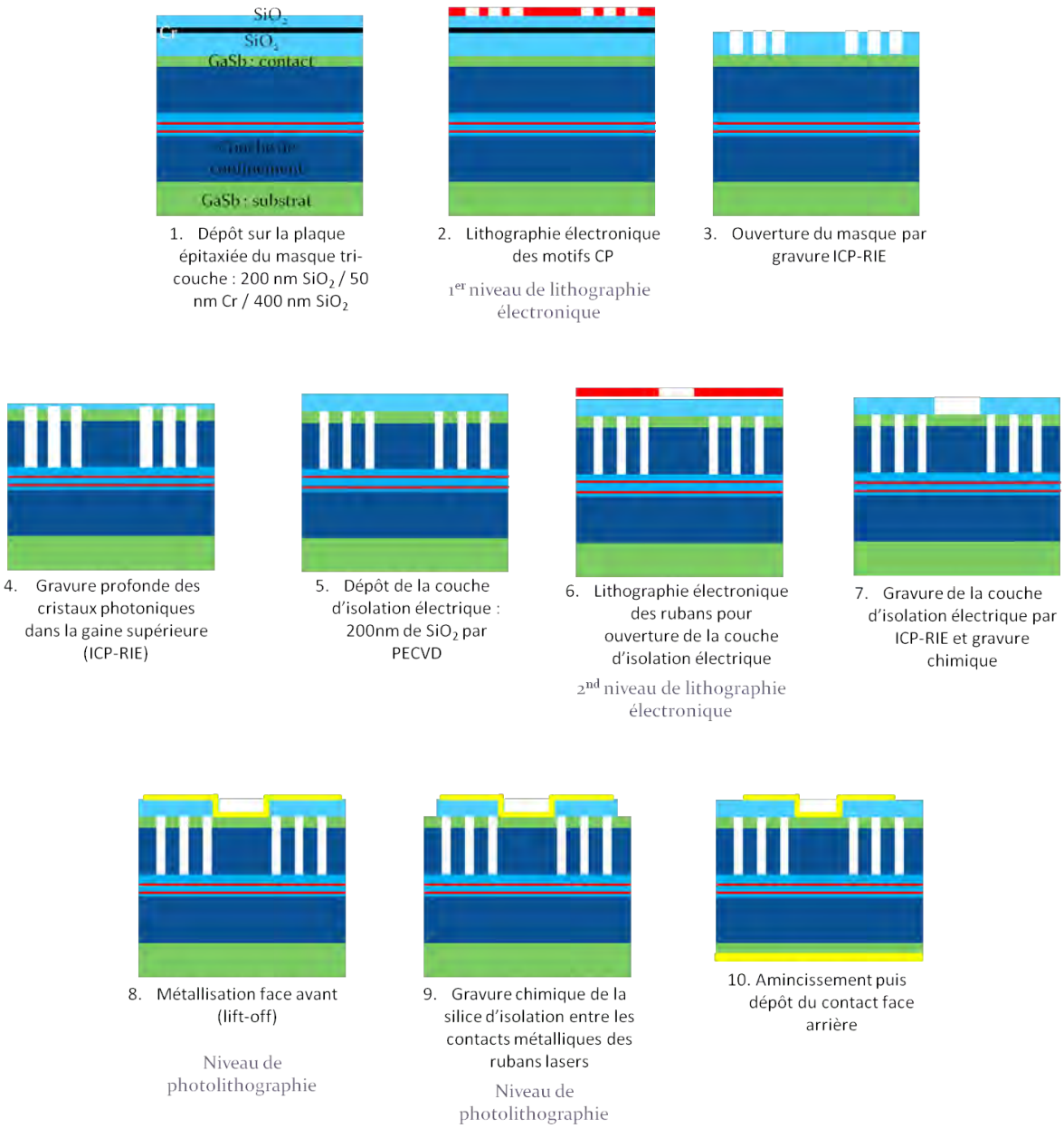


FIGURE 3.13 – Procédé complet de fabrication de diodes laser tout cristal photonique

Sur la figure 3.13 est représenté le procédé initial de fabrication de diodes laser tout cristal photonique que nous avons mis en place lors du démarrage de ma thèse [50] [10].
Nous pouvons regrouper les différentes étapes de fabrication en trois étapes principales :

— Dépôt du masque tri-couche, puis on réalise une lithographie électronique pour définir les lasers tout CP, et après on ouvre le masque (étapes 1 à 3).
— Puis on réalise la gravure profonde des motifs CP. On dépose la silice d'isolation électrique, et après avoir réalisé une deuxième lithographie électronique pour définir des rubans au-dessus des

guides, on ouvre la silice par gravure ICP et gravure chimique (étapes 4 à7).
— Et enfin, on réalise la métallisation face avant de l'échantillon. Après on vient graver chimiquement la silice d'isolation entre les rubans laser. Et on termine par amincir l'échantillon, et à déposer le métal face arrière (étapes 8 à 10).

3.4.1.1 Première étape principale

Tout d'abord, on dépose sur des structures laser à base d'antimoniures épitaxiées par jets moléculaires à l'IES, un masque tri-couche composé d'une première couche de 400 nm de SiO_2, puis d'une deuxième couche de 50 nm de Cr, et enfin une dernière couche de 200 nm de SiO_2. Après enduction de résine électrosensible, à savoir de la ZEP 520 A, nous réalisons une lithographie électronique pour définir les motifs de cristaux photoniques définissant les diodes laser. Il s'ensuit la révélation des structures insolées, puis l'ouverture du masque tri-couche par gravure ICP-RIE. A la fin de l'étape d'ouverture du masque, les trous ont été gravé dans la couche de 400 nm de SiO_2. Cette dernière couche du masque tri-couche initiale servant de masque pour la gravure des CP dans l'hétérostructure à base de AlGaAsSb.

3.4.1.2 Deuxième étape principale

Après l'ouverture du masque tri-couche, il y a l'étape la plus critique du procédé, à savoir la gravure profonde des cristaux photoniques à travers la gaine supérieure. Il vient après le dépôt de 200 nm de SiO_2 par PECVD, cela correspond à la couche d'isolation électrique. Puis, on doit refaire une deuxième lithographie électronique où on insole les rubans d'ouverture de la couche d'isolation électrique au dessus des guides lasers. Après révélation, on grave la couche d'isolation électrique par ICP-RIE, suivi d'une gravure chimique au Buffer HF, et on délaque la résine restante.

3.4.1.3 Troisième étape principale

On réalise ensuite le dépôt de contact face avant à l'aide d'un lift-off. On vient réaliser une photolithographie pour pouvoir graver chimiquement la silice d'isolation électrique entre les rubans lasers. Et enfin, on finit par amincir l'échantillon, et par déposer le contact face arrière.

3.4.2 Amélioration du procédé de réalisation technologique

Je présente ici les différentes amélioration que j'ai apporté par rapport au procédé initial.

3.4.2.1 Masque tri-couche

Le masque que nous avons utilisé pour réaliser les murs de CP des guides d'ondes, est le même que celui mis au point par A. Larrue lors de sa thèse, soit 400 nm de SiO_2, puis 50 nm de Cr, et enfin 200 nm de SiO_2.
Lors de la thèse de A. Larrue, ce masque était réalisé par déposition PECVD haute température (300 ° C) de SiO_2. Nous avons choisi de bénéficier d'une meilleure reproductibilité et fiabilité de dépôt en utilisant une nouvelle machine ICP-PECVD permettant le dépôt de couches SiO_2 à basse température, 100 ° C. Lors des premiers essais de gravure profonde avec ce masque, nous avons observé un effet de délaminage de la couche de chrome au niveau des motifs (cf. figure 3.14 page ci-contre).
Ce problème de délaminage de la couche de chrome lors de l'ouverture du masque n'avait pas été observé lors de la thèse d'A. Larrue. La différence entre le masque que déposait A. Larrue lors de sa thèse, et celui que nous déposions, se situe au niveau de la température du dépôt des couches de SiO_2.

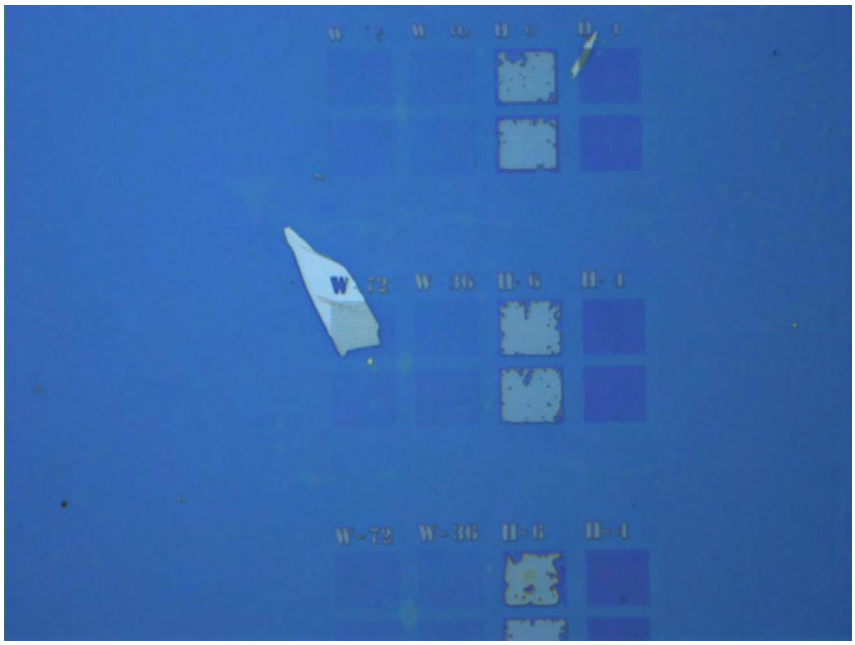


FIGURE 3.14 – Image vue du dessus du masque, au microscope optique, une fois l'ouverture complet du masque tri-couche réalisée

Nous avons attribué cet effet de délaminage à la contrainte mécanique de la couche de chrome. Pour y remédier, nous avons rajouter une étape de recuit du chrome à 300 ˚ C pendant 30 min sous flux de N_2, une fois le dépôt du masque tri-couche complet effectué. Nous avons ainsi obtenu des couches de bonne qualité qui ne délaminent plus après ouverture des motifs nanométriques.

3.4.2.2 Codage du masque

3.4.2.2.1 Codage des trous des CP

Nous avons besoin de deux sortes de masques. Les masques que l'on utilisera pour les lithographies électroniques, et les masques optiques pour les lithographies optiques. Les différents jeux de masque dont nous avons besoin sont codés sous Cadence sous forme de fichiers GDSII, compatibles à la fois avec la machine de réalisation des masques optiques et avec le masqueur électronique.
Nous avons amélioré la façon de coder les cercles.
Jusqu'à présent les cercles étaient codés sous Cadence sous la forme d'aplat. Cependant, lorsqu'on observe la forme des trous au MEB vus du dessus après gravure, on s'aperçoit que les trous n'ont pas une forme parfaitement circulaire (figure 3.15).

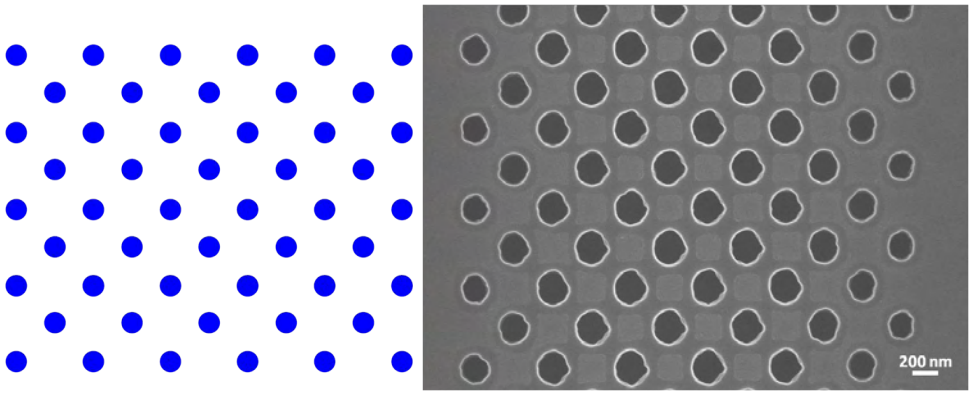


FIGURE 3.15 – Cercles codés sous la forme d'aplat, à gauche. Image MEB vu du dessus des trous après gravure, à droite

Pour y remédier, nous avons modifié la façon de coder les cercles sous Cadence. Les cercles sont codés sous la forme d'étoiles à 72 branches. Lors de la lithographie électronique, le faisceau d'électron insole deux fois chaque branche. Ainsi, les cercles sont sur-dosés au centre et sous-dosés sur les bords. Lorsqu'on observe, après gravure, la forme des trous au MEB, on constate qu'on obtient des trous de forme circulaire plus acceptable (Figure 3.16).

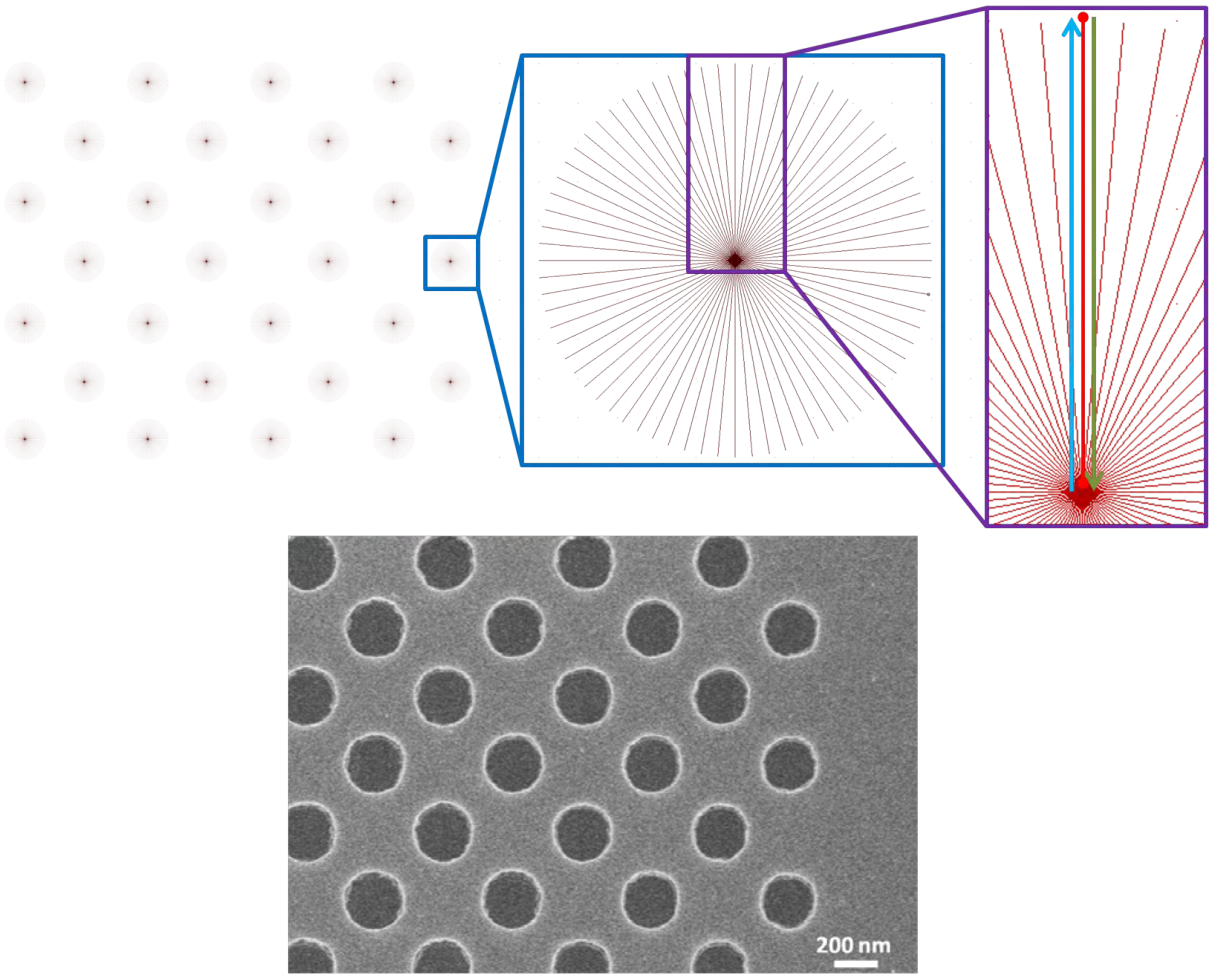


FIGURE 3.16 – Cercles codés sous la forme d'étoiles à 72 branches, en haut. Image MEB vu du dessus des trous après gravure, en bas

Nous avons réalisé une fabrication de composants, où les cercles des murs de CP des guides laser, étaient codés sous la forme d'étoiles. Lors de la lithographie électronique, réalisé par un masqueur électronique RAITH 150, nous avons dû faire face à plusieurs plantage du masqueur.

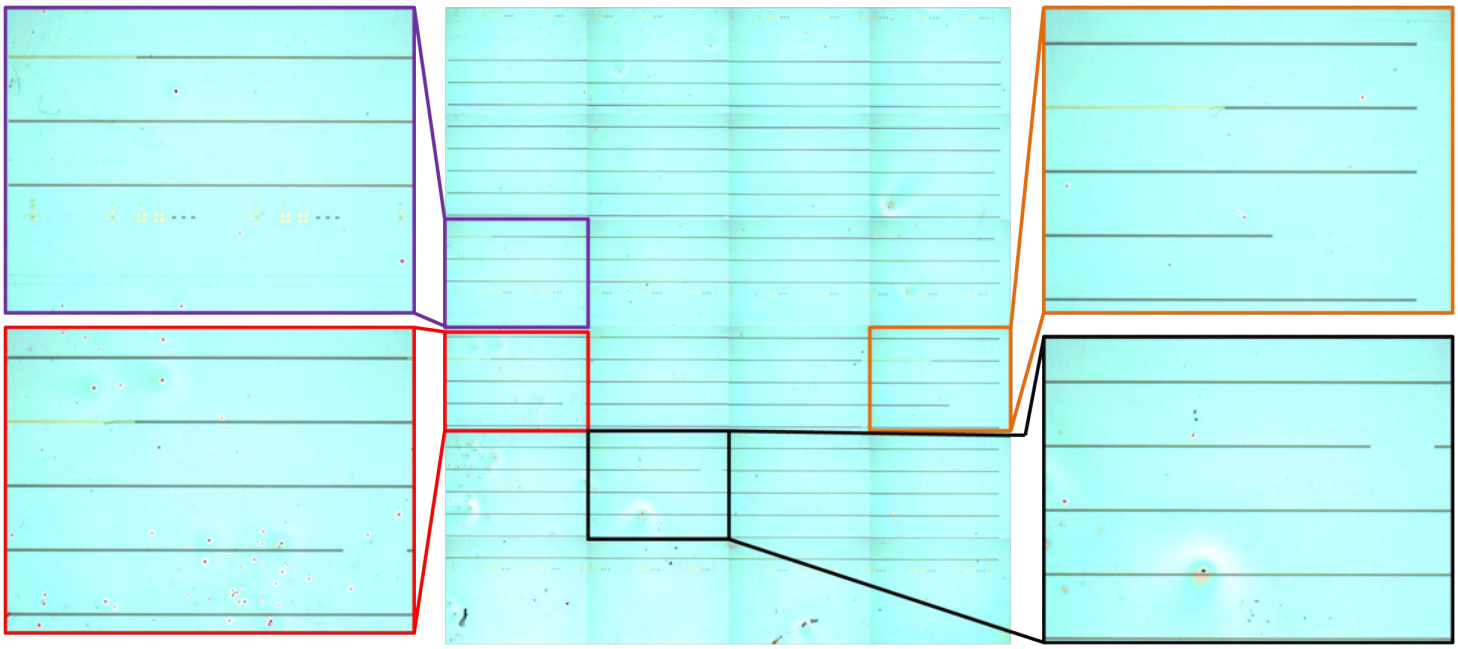


FIGURE 3.17 – Image au microscope optique de la révélation après lithographie électronique des guides laser tout CP

Sur la figure 3.17, on peut voir une image au microscope optique de la révélation après insolation des motifs CP. On constate que certaines parties des guides laser n'ont pas été insolées (images zoomées). Les parties manquantes de CP correspondent aux endroits où la lithographie électronique s'est arrêtée. Nous pu identifier l'origine du plantage du masqueur électronique. Cela est dû à une arborescence hiérarchique trop importante, et à une fracturation du masque qui se passe mal lorsqu'un cercle en étoile se situe entre deux champs de fracturation.
Pour y remédier, nous avons simplifié le masque. Nous avons codé tous les éléments du premier niveau de masque sur le même niveau, cela afin de simplifier l'arborescence hiérarchique. Et nous avons de nouveau codé les cercles en aplat. Cette simplification a été d'autant plus utile qu'une mise à jour du système du masqueur électronique a permis d'améliorer l'insolation de cercle codé en aplat (figure 3.18).

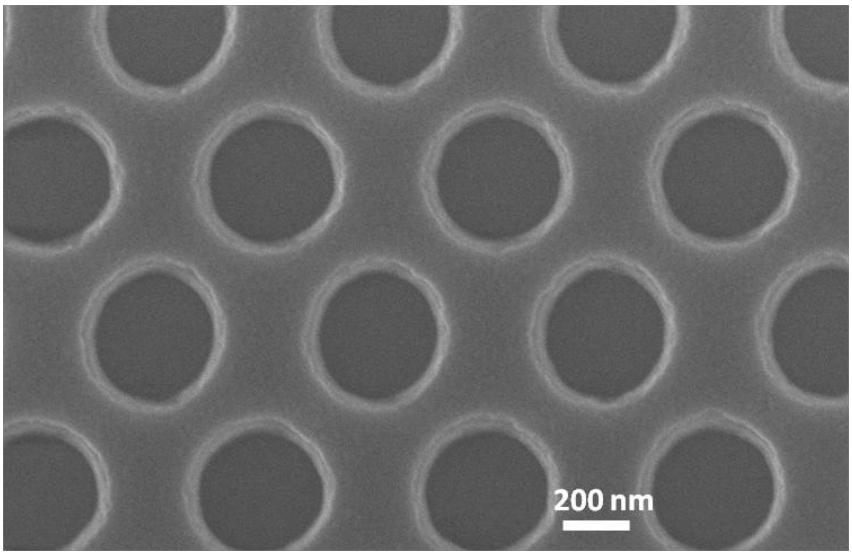


FIGURE 3.18 – Image MEB de cercles codés en aplat après gravure et mise à jour du masqueur électronique

3.4.2.2.2 Tranchées d'isolation électrique

Lors de notre première réalisation de composants, nous avons mesuré des caractéristiques I de V très loin de l'idéalité. Des caractérisations complémentaires ont montré un défaut d'isolation de laser à laser. Nous avons attribué cela à la continuité de la couche GaSb de contact qui créait un défaut de confinement latéral du courant injecté (caractéristique I de V non idéale) et permettait un court circuit entre les différents lasers. Nous avons donc ajouté à nos designs des tranchées d'isolation électrique de 500 nm de large de part et d'autre des guides laser tout CP. La gravure de ces tranchées et des trous CP est réalisée simultanément par le même procédé de gravure. Les tranchées obtenues présentent des flancs propres et lisses, et une plus grande profondeur que les trous CP (figure 3.19).

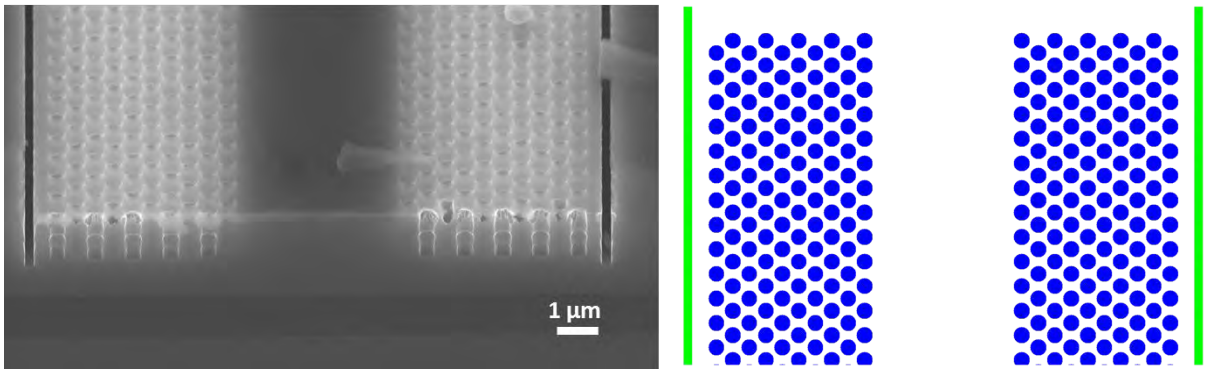


FIGURE 3.19 – Image d'une portion de codage d'un guide laser tout CP avec les tranchées d'isolation électrique

3.4.2.3 Gravure

Au vu des résultats obtenus lors de l'optimisation du procédé de gravure profonde (profondeur limitée, impossibilité de réaliser avec une même chimie la gravure des couches de confinement inférieures et supérieures), nous avons choisi de nous concentrer sur la réalisation de composants dont seule la couche de confinement supérieure est structurée. Nous avons vu durant notre étude théorique (figure 2.48 page 72) que si on ne grave que la gaine supérieure, nous perdons en facteur de qualité pour le mode susceptible de laser, mais nous avons toujours un effet DFB permettant de favoriser l'émission d'un des deux modes fondamentaux.
Viser une profondeur de gravure plus faible, combiné à l'amélioration de sélectivité obtenue en passant à des gravures optimisées nous a permis de diminuer fortement la complexité du masque dur à mettre en œuvre. Nous pouvons nous contenter d'une épaisseur de 300 nm de SiO_2. Ce masque peut être simplement ouvert avec un masque de ZEP520A, résine électrosensible commerciale.

3.4.2.4 Ouverture du contact face avant

L'ouverture de la silice d'isolation face avant sur une tête de ruban laser est communément réalisée en gravure chimique HF. L'utilisation d'une gravure chimique présente de multiples avantages :

- une sélectivité très forte entre la silice et le semi-conducteur de contact
- la préservation de l'intégrité du semi-conducteur, permettant la réalisation de contacts électriques de bonne qualité
- la réalisation de flancs de silice inclinés, assurant la continuité du film métallique déposé.

Nous avons pu réaliser sans problème ce procédé sur des composant présentant une gaine supérieur à 90% d'aluminium. Cependant, sur les séries de composant suivantes, utilisant des couches de confinement à 65% d'aluminium, nous avons constaté une forte sous gravure des couches semi-conductrices à cette étape (figure 3.20 page suivante).

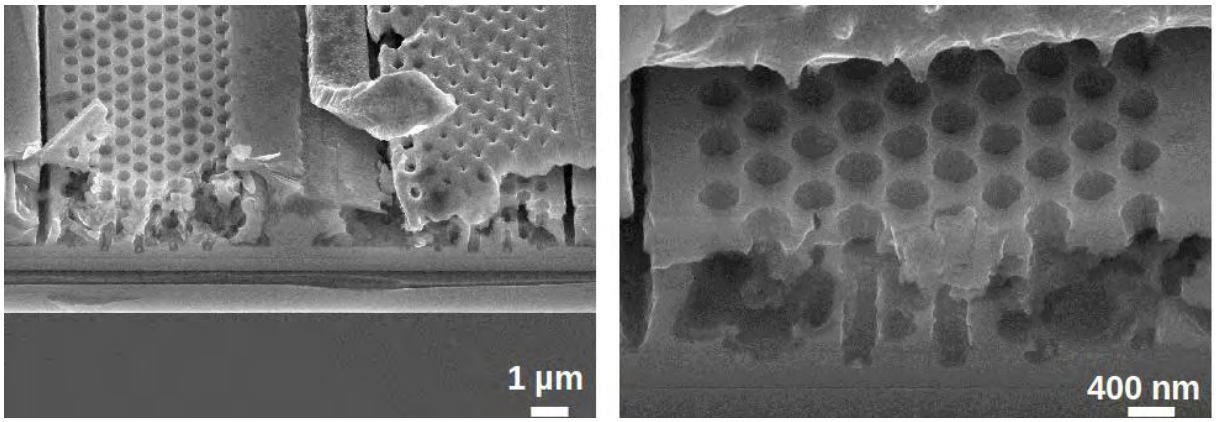


FIGURE 3.20 – Images MEB de diodes laser clivé par la tranche

Notre seule explication tient à la différence de teneur en aluminium de ces couches. Les couches à forte teneur en aluminium sont oxydées en surface lors de l'étape de gravure profonde. Cette couche d'oxyde protège ensuite le semi-conducteur lors de la gravure HF. A l'inverse, les couche à faible teneur en aluminium ne sont pas ou très peu oxydées, et donc sensibles aux attaques HF lors de procédé.
Nous avons donc mis en place un procédé de gravure sèche des couches d'isolation. Nous avons choisi de réaliser cette gravure avec un procédé en chimie fluorée réalisé à forte pression (10 mTorr) pour obtenir une légère sous gravure du masque et une non verticalité des flancs permettant d'assurer la continuité du contact métallique (figure 3.21).

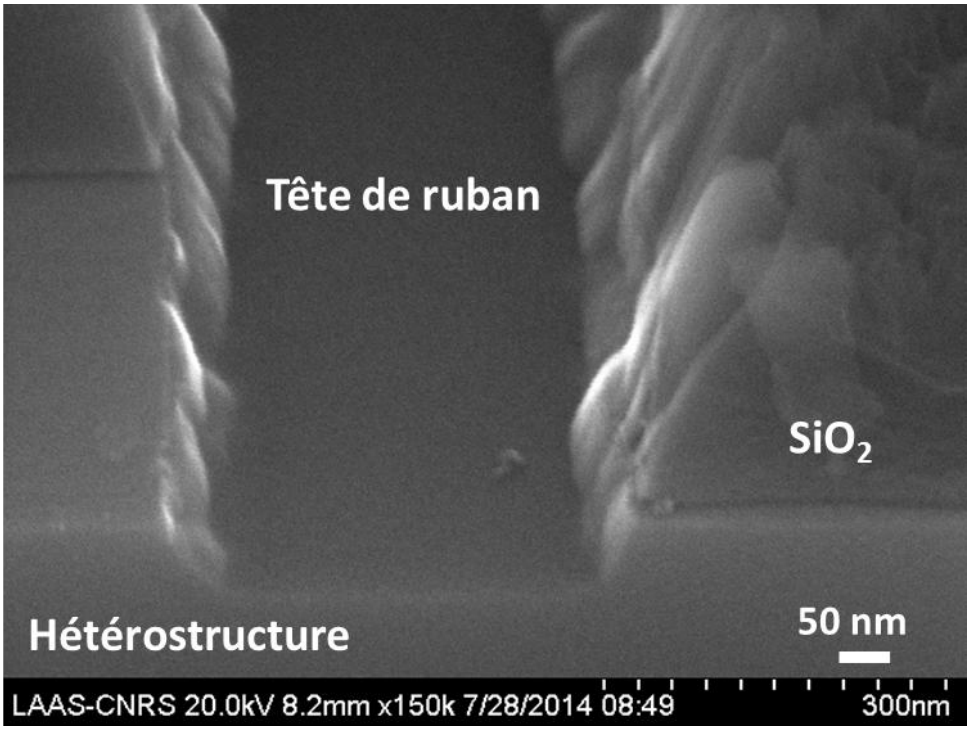


FIGURE 3.21 – Images MEB de l'ouverture de la silice d'isolation face avant sur une tête de ruban laser

3.4.3 Procédé technologique final

Je présente dans cette partie le procédé final mis en place et en cours de réalisation à l'heure de la rédaction de ce manuscrit. La figure 3.22 page suivante présente le procédé complet. Je détaille ensuite étape par étape les conditions exactes de réalisation.

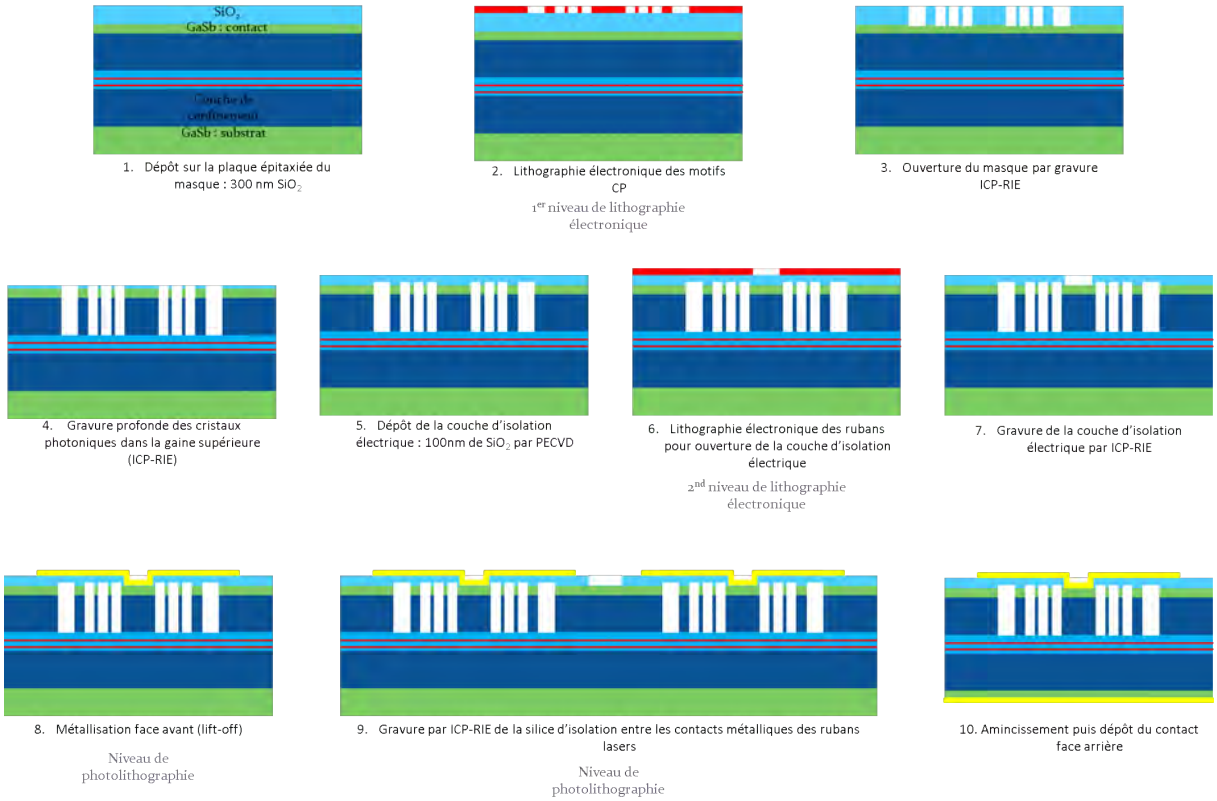


FIGURE 3.22 – Procédé complet amélioré de fabrication de diodes laser tout cristal photonique

— Dépot du masque dur : 300 nm de silice, dépôt PECVD haute température (300 ° C)
— Lithographie électronique : résine commerciale ZEP520A, 20kV.
— Ouverture du masque dur : pour ouvrir les 300 nm de silice, nous utilisons un procédé à base de chimie fluoré permettant d'obtenir une bonne verticalité des flancs ainsi qu'une bonne sélectivité de gravure entre la résine et la silice. Ce procédé a été mis en place au laboratoire lors de la thèse de J. Campos [77]. Cependant, ce procédé repose sur l'utilisation du bâti de gravure en mode CCP (c'est à dire à très faible puissance ICP). Nous avons pu constater lors des premiers essai que la cinétique de gravure obtenue dépends fortement du taux de remplissage du masque et de la taille de l'échantillon. Nous attribuons cet effet à la faible densité du plasma utilisé. Nous devons donc lors de chaque réalisation technologique procéder à un contrôle de l'ouverture du masque. Nous réalisons ce contrôle sur des motifs spécifiques par imagerie électronique après une coupe FIB.
— Gravure profonde des CP : nous utilisons le procédé optimisé que nous avons mis en place. Comme pour la gravure précédente, ce procédé utilise le bâti ICP en mode quasi RIE. Nous avons donc une forte sensibilité à la taille de l'échantillon et au nombre de motifs. La profondeur de gravure et le nombre de cycles utilisés sont ajustés après un contrôle sur une coupe FIB de l'échantillon (figure 3.23 page ci-contre).
— Dépôt de la couche d'isolation électrique : nous complétons l'épaisseur résiduelle du masque dur pour obtenir 300 nm de silice, avec un dépot PECVD haute température (300 ° C)
— Ouverture du contact : après lithographie électronique, cette étape est maintenant réalisée par gravure sèche fluorée à forte pression. Comme les étapes précédentes, nous procédons à un contrôle par imagerie sur une coupe FIB (figure 3.24 page suivante).
— Métallisation face avant par lift off. Nous utilisons un contact Ti-Au (épaisseurs 100 nm de Ti et 200 nm d'Au).
— Réalisation des chemins de découpe entre les rubans : nous réalisons maintenant cette étape par gravure sèche fluorée pour éviter toute attaque HF de la gaine.
— Amincissement et métallisation face arrière sont ensuite réalisés de manière classique.

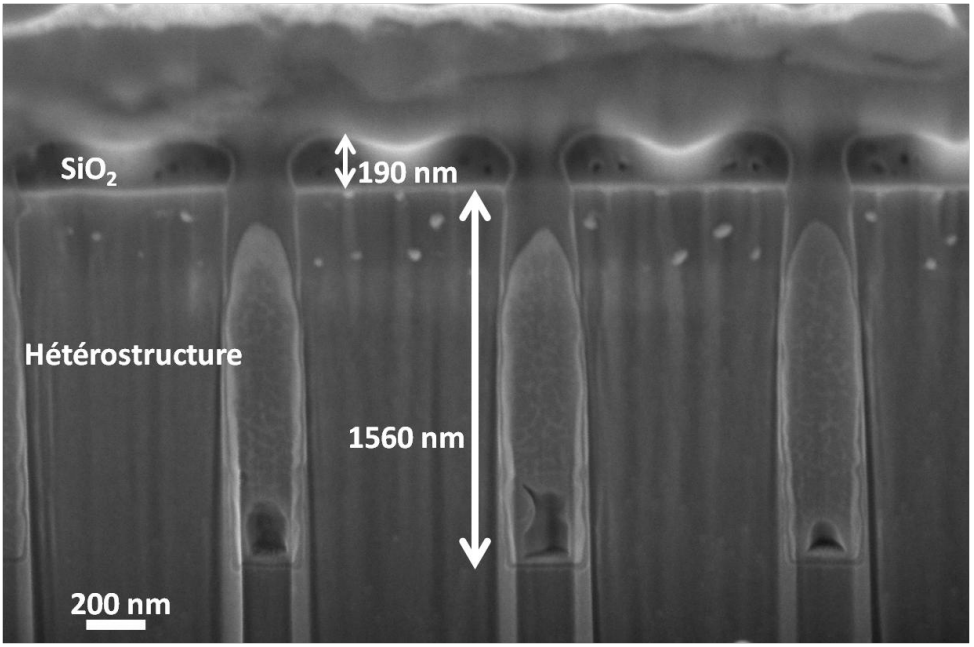


FIGURE 3.23 – Coupe FIB après gravure profonde de la gaine supérieure

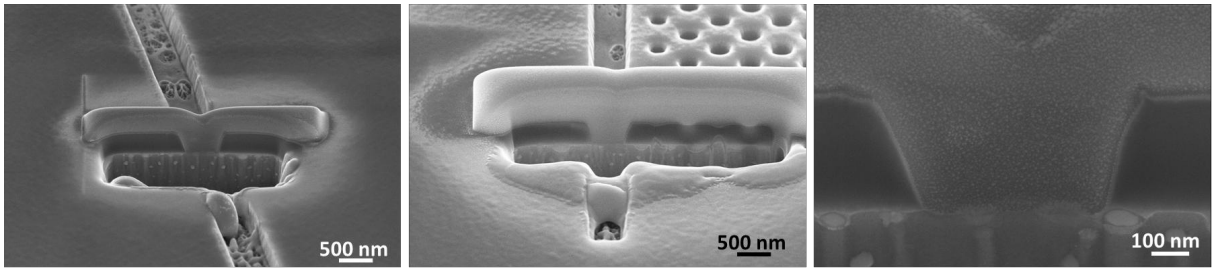


FIGURE 3.24 – Coupe FIB après ouverture du contact sur les têtes des rubans

3.5 Conclusion

Nous avons cherché à améliorer le procédé de gravure cyclique démontré par A. Larrue en l'adaptant à notre problématique. L'optimisation a été rendue difficile par la dérive des conditions opératoires du bâti ICP-RIE que nous utilisons. Après une première phase de stabilisation de celui ci, nous avons pu étudier l'impact de plusieurs paramètres sur les profils et profondeurs de gravure. Notre étude nous a permis d'optimiser un procédé insuffisant pour réaliser des gravure aussi profondes que nous le souhaitions et plus sensible à la concentration d'aluminium qu'il ne le faudrait. Nous avons cependant obtenu des facteurs de forme de l'ordre de 10 ce qui représente à l'heure actuelle l'état de l'art sur GaSb. Ce procédé nous permet néanmoins d'envisager de réaliser des diodes à cristal photonique si nous limitons la gravure à la structuration de la couche de confinement supérieure de l'hétérostructure. Les connaissances acquises sur la gravure profonde ont d'ailleurs permis la réalisation de diodes laser GaSb à ailettes tout à fait performantes [22]. Le procédé optimisé présente néanmoins certains avantages par rapport au procédé initial. Tout d'abord, les gravures sont réalisées sur un suscepteur silicium et non plus GaAs, moins sensible au vieillissement lors de la réalisation de gravures successives. Ensuite, ce procédé semble permettre d'obtenir une meilleur sélectivité entre le masque dur de silice et le GaSb que l'ancien, nous pourrons donc mener notre procédé complet en utilisant des masques plus minces, structurables plus facilement.

Enfin, l'obtention de facteurs de forme encore supérieur nécessitera sans doute de modifier la chimie de gravure. On peut noter que de nombreux groupes s'orientent vers l'utilisation de gaz tels que BCl_3 qui semble permettre d'obtenir une meilleure dissociation du Chlore. De tels gaz seront bientôt disponibles dans la salle blanche du LAAS, et leur potentiel pour la gravure des antimoniures sera certainement à étudier.

L'implémentation de ce procédé optimisé dans la filière complète de réalisation de diodes laser tout cristal photonique a demandé l'adaptation d'un certain nombre d'étapes technologiques. Nous avons cependant pu mettre en place complètement le procédé, et une réalisation sur des hétérostructures fonctionnelles est en cours à l'heure de rédaction du manuscrit.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de concevoir et réaliser des barrettes de diode laser tout cristal photonique dans la filière antimoniure répondant à des critères stricts de discrimination modale et fonctionnant sous pompage électrique.

Une étude théorique a permis de faire un tour d'horizon des différentes géométries de guide à défaut photonique que nous pouvons exploiter pour réaliser des barrettes de laser tout CP, accordées en longueur d'onde d'émission et émettant dans le moyen infrarouge. Nous avons en particulier étudié les possibilités d'accord offertes par la méthode de double déformation du CP et du guide à défaut. La principale difficulté de cette étude et la nouveauté par rapport aux études précédentes résident dans l'utilisation de guides larges en approche substrat. Contrairement aux guides étroits en approche membrane, ceux-ci sont peu confinants et peu discriminants. Les modes qu'ils contiennent sont ainsi plus difficiles à discriminer à la fois spectralement et spatialement et s'étendent sur de grandes distances hors du guide à la fois verticalement et transversalement. Il a donc été nécessaire de mener une optimisation de la géométrie de la cellule de calcul afin de contenir le volume et le temps de calcul dans des limites raisonnables. De même, l'amélioration de la sélectivité modale, tant au niveau des sources d'excitation que des méthodes d'extraction d'harmonique inverse a permis de mesurer précisément les pertes et la sélectivité modale dans ces différentes structures.

Sur le plan technologique, nous avons cherché à améliorer le procédé de gravure cyclique démontré par A. Larrue en l'adaptant à notre problématique. L'optimisation a été rendue difficile par la dérive des conditions opératoires du bâti ICP-RIE que nous utilisons. Après une première phase de stabilisation de celui-ci, nous avons pu étudier l'impact de plusieurs paramètres sur les profils et profondeurs de gravure. Le procédé que nous avons mis au point n'a pas permis cependant d'atteindre les profondeurs de gravure de l'ordre de 4 µm et il a mis en évidence la forte sensibilité de la gravure aux différentes concentrations d'aluminium dans les alliages AlGaAsSb. Nous avons cependant obtenu des facteurs de forme de l'ordre de 10 ce qui représente à l'heure actuelle l'état de l'art sur GaSb. Ce procédé nous permet néanmoins d'envisager de réaliser des diodes à cristal photonique si nous limitons la gravure à la structuration de la couche de confinement supérieure de l'hétérostructure. Les connaissances acquises sur la gravure profonde ont d'ailleurs permis la réalisation de diodes laser GaSb à ailettes tout à fait performantes [22]. L'implémentation de ce procédé optimisé dans la filière complète de réalisation de diodes laser tout cristal photonique a demandé l'adaptation d'un certain nombre d'étapes technologiques. Nous avons cependant pu mettre en place complètement le procédé.

A l'heure de la rédaction, un procédé technologique implémentant l'ensemble de ces conceptions et améliorations de procédé est en cours. Indépendamment de l'objectif immédiat de réalisation de barrettes de diodes laser à cristal photonique, les travaux menés durant cette thèse ouvrent la voie à des études à plus large spectre sur différents types de cavité laser GaSb, parmi lesquelles les cavités de type tout cristal photonique, mais aussi de type PCSEL, qui semblent particulièrement intéressantes.

Bibliographie

[1] Rothman L. S., Gamache R. R., Goldman A., Brown L. R., Toth R. A., Pickett H. M., Poynter R. L., Flaud J.-M., Camy-Peyret C., Barbe A., Husson N., Rinsland C. P., and Smith M. A. H. The HITRAN database : 1986 edition. *Applied Optics*, 26 :4058–4097, 1987.

[2] Ortsiefer M., Bohm G., Grau M., Windhorn K., Ronneberg E., Rosskopf J., Shau R., Dier O., and Amann M.-C. Electrically pumped room temperature CW VCSELs with 2.3 µm emission wavelength. *Electronics Letters*, 42 :640–641, May 2006.

[3] Boehm Gerhard, Grau Markus, Dier Oliver, Windhorn Kirsten, Roenneberg Enno, Rosskopf Juergen, Shau Robert, Meyer Ralf, Ortsiefer Markus, and Amann Markus-Christian. Growth of InAs-containing quantum wells for InP-based VCSELs emitting at 2.3 µm. In *Journal of Crystal Growth - 14th International Conference on Molecular Beam Epitaxy — MBE XIV*, volume 301-302, pages 941–944, April 2007.

[4] Hangauer Andreas, Chen Jia, Strzoda Rainer, Ortsiefer Markus, and Amann Markus-Christian. Wavelength modulation spectroscopy with a widely tunable InP-based 2.3 µm verticaly-cavity surface-emitting laser. *Optics Letters*, 33(14) :1566–1568, July 2008.

[5] Ortsiefer M., Neumeyr C., Rosskopf J., Arafin S., Bohm G., Hangauer A., Chen J., Strzoda R., and Amann M.-C. GaSb and InP-based VCSELs at 2.3 µm emission wavelength for tuneable diode laser spectroscopy of carbon monoxide. *Proceedings SPIE 7945 - Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VIII*, 7945 :794509, January 2011.

[6] Cao Yuan-Ying, Zhang Yong-Gang, Gu Yi, Chen Xing-You, Zhou Li, and Li Hao-Si-Bai-Yin. Improved Performance of 2.2 µm InAs/InGaAs QW Lasers on InP by Using Triangular Wells. *IEEE Photonics Technology Letters*, 26(6), 2014.

[7] Gu Yi, Zhang Yonggang, Cao Yuanying, Zhou Li, Chen Xingyou, Li Haosibaiyin, and Xi Suping. 2.4 µm InP-based antimony-free triangular quantum well lasers in continuous-wave operation above room temperature. *Applied Physics Express*, 7(3), 2014.

[8] Boehm G., Sprengel S., Vizbaras K., Grasse C., Gruendl T., Meyer R., and Amann M.-C. Light emission between 2 and 4 µm : Innovative active region designs for InP- and GaSb-based devices. *2013 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 2013.

[9] Sprengel Stephan, Andrejew Alexander, Vizbaras Kristijonas, Gruendl Tobias, Geiger Kathrin, Boehm Gerhard, Grasse Christian, and Amann Markus-Christian. Type-II InP-based lasers emitting at 2.55 µm. *Applied Physics Letters*, 100, 2012.

[10] Moumdji Souad. *Lasers à cristaux photoniques pour la spectroscopie infrarouge*. PhD thesis, Université Montpellier II, 2011.

[11] Cerutti L., Ducanchez A., Grech P., Garnache A., and Genty F. Room temperature, monolithic, electrically pumped type L quantum well Sb based VCSELs emitting at 2.3 µm. *Electronics Letters*, 44, 2008.

[12] Baranov A.N., Rouillard Y., Boissier G., Grech P., Gaillard S., and Alibert C. Sb-based monolithic VCSEL operating near 2.2 µm at room temperature. *Electronics Letters*, 34(3), 1998.

[13] Bachmann A., Lim T., Kashani-Shirazi K., Dier O., Lauer C., and Amann M.-C. Continuous wave operation of electrically pumped GaSb based vertical cavity surface emitting at 2.3 µm. *Electronics Letters*, 44, 2008.

[14] Ducanchez A., Cerutti L., Grech P., and Genty F. Room-Temperature Continuous-Wave Operation of 2.3-µm Sb-Based Electrically Pumped Monolithic Vertical-Cavity Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20, 2008.

[15] Bachmann A., Kashani-Shirazi K., Arafin S., and Amann M.-C. GaSb-Based VCSEL With Buried Tunnel Junction for Emission Around 2.3 µm. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15, 2009.

[16] Amann Markus-Christian, Arafin Shamsul, and Vizbaras Kristijonas. Single mode and tunable GaSb-based VCSELs for wavelengths above 2 µm. *Proceedings SPIE 7952 - Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XV*, 7952, 2011.

[17] Sanchez Dorian, Cerutti Laurent, and Tournié Eric. Single-Mode Monolithic GaSb Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser. *Optics Express*, 20, 2012.

[18] Schilt Stéphane, Vicet Aurore, Werner Ralph, Mattiello Mario, Thévenaz Luc, Salhi Abdelmajid, Rouillard Yves, and Koeth Johannes. Application of antimonide diode lasers in photoacoustic spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 60, 2004.

[19] Salhi Abdelmagid, Barat David, Romanini Daniele, Rouillard Yves, Ouvrard Aimeric, Werner Ralph, Seufert Jochen, Koeth Johannes, Vicet Aurore, and Garnache Arnaud. Single-frequency Sb-based distributed-feedback lasers emitting at 2.3 µm above room temperature for application in tunable diode laser absorption spectroscopy. *Applied Optics*, 45, 2006.

[20] Gupta J. A., Barrios P. J., Lapointe J., Aers G. C., and Storey C. Single mode 2.4 µm InGaAsSb/AlGaAsSb distributed feedback lasers ofr gas sensing. *Applied Physics Letters*, 95, 2009.

[21] Gaimard Q., Cerutti L., Teissier R., and Vicet A. Distributed feedback GaSb based laser diodes with buried grating. *Applied Physics Letters*, 104, 2014.

[22] Gaimard Q., Larrue A., Triki M., Adelin B., Nguyen-Ba T., Rouillard Y., Gauthier-Lafaye O., Teissier R., and Vicet A. 2.2–2.7 µm side wall corrugated index coupled distributed feedback GaSb based laser diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 30(6), 2015.

[23] Hummer M., Robner K., Benkert A., and Forchel A. GaInAsSb-AlGaAsSb distributed feedback lasers emitting near 2.4 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 2004.

[24] Huang Michael C.Y., Zhou Y., and Chang-Hasnain Connie J. A surface-emitting laser incorporating a high-index-contrast subwavelength grating. *Nature Photonics*, 1(2), 2007.

[25] Laaroussi Youness, Chevallier Christyves, Genty Frédéric, Fressengeas Nicolas, Cerutti Laurent, Taliercio Thierry, Gauthier-Lafaye Olivier, Calmon Pierre-François, Reig Benjamin, Jacquet Joel, and Almuneau Guilhem. Oxide confinement and high contrast grating mirrors for Mid-infrared VCSELs. *Optical Materials Express*, 3, 2013.

[26] Wang R., Sanchez D., and Roelkens G. Design of a High Contrast Grating GaSb-based VCSEL integrated on Silicon-on-Insulator . *IEEE Photonics Conference (IPC), 2013*, 2013.

[27] Noda Susumu, Yokoyama Mitsuru, Imada Masahiro, Chutinan Alongkarn, and Mochizuki Masamitsu. Polarization Mode Control of Two-Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design. *Science*, 293(5532), 2001.

[28] Kim M., Kim C. S., Bewley W. W., Lindle J. R., Canedy C. L., Vurgaftman I., and Meyer J. R. Surface-emitting photonic-crystal distributed-feedback laser for the midinfrared . *Applied Physics Letters*, 88, 2006.

[29] Pan Chien Hung, Lin Chien Hung, Chang Ting Yuan, Lu Tien Chang, , and Lee Chien Ping. GaSb-based mid infrared photonic crystal surface emitting lasers. *Optics Express*, 23, 2015.

[30] Mueller M., Bauer A., Lehnhardt T., Rossner1 K., Hummer M., and Forchel A. One dimensional and two dimensional photonic crystal GaInSb/AlGaAsSb microlasers. *Applied Physics Letters*, 91, 2007.

[31] Bauer A., Muller M., Lehnhardt T., K Robner, Hummer M., and Forchel A. GaSb-based lasers with two-dimensional photonic crystal mirrors. *Nanotechnology*, 19(1), 2008.

[32] Muller M., Bauer A., Lehnhardt T., and Forchel A. Widely Tunable Photonic Crystal Coupled Cavity Lasers on GaSb. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20, 2008.

[33] Moumdji S., Larrue A., Belharet D., Dubreuil P., Bonnefont S., Gauthier-Lafaye O., Rouillard Y., and Vicet A. 2.6 µm GaSb based photonic crystal coupled cavity lasers. *Electronics Letters*, 45, 2009.

[34] Moumdji S., Larrue A., Belharet D., Dubreuil P., Bonnefont S., Gauthier-Lafaye O., Rouillard Y., and Vicet A. GaSb-based photonic crystal coupled cavity lasers above 2.3 µm. *Proceeings SPIE 7713 - Photonic Crystal Materials and Devices IX*, 7713, 2010.

[35] Painter O., Lee R. K., Scherer A., Yariv A., O'Brien J. D., Dapkus P. D., and Kim I. Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser. *Science*, 248(5421), 1999.

[36] Benisty H., Lourtioz J.-M., Chelnokov A., Combrie S., and Checoury X. Recent Advances Toward Optical Devices in Semiconductor-Based Photonic Crystals . *Proceedings of the IEEE*, 94, 2006.

[37] Hirose Kazuyoshi, Liang Yong, Kurosaka Yoshitaka, Watanabe Akiyoshi, Sugiyama Takahiro, and Noda Susumu. Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers. *Nature Photonics*, 8(5), 2014.

[38] Sirtori Carlo, Barbieri Stefano, and Colombelli Raffaele. Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers. *Nature Photonics*, 7(9), 2013.

[39] Colombelli Raffaele, Srinivasan Kartik, Troccoli Mariano, Painter Oskar, Gmachl Claire F., Tennant Donald M., Michael Sergent A., Sivco Deborah L., Cho Alfred Y., and Capasso Federico. Quantum Cascade Surface-Emitting Photonic Crystal Laser. *Science*, 302(5649), 2003.

[40] Gokden B., Bai Y., Tsao S., Bandyopadhyay N., Slivken S., and Razeghi M. High power 1D and 2D photonic crystal distributed feedback quantum cascade lasers. *Proceedings SPIE 7945 - Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VIII*, 7945, 2011.

[41] Bai Y., Darvish S. R., Slivken S., Sung P., Nguyen J., Evans A., Zhang W., and Razeghi M. Electrically pumped photonic crystal distributed feedback quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 91, 2007.

[42] Ellis Bryan, Mayer Marie A., Shambat Gary, Sarmiento Tomas, Harris James, Haller Eugene E., and Vuckovic Jelena. Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser. *Nature Photonics*, 5(5), 2011.

[43] Larrue A., Bouchard O., Monmayrant A., Gauthier-Lafaye O., Bonnefont S., Arnoult A., Dubreuil P., and Lozes-Dupuy F. Precise Frequency Spacing in Photonic Crystal DFB Laser Arrays. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20, 2008.

[44] Larrue A., Campos J., Gauthier-Lafaye O., Monmayrant A., Bonnefont S., and Lozes-Dupuy F. All Photonic Crystal DFB Lasers Robust Toward Optical Feedback. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(5), 2011.

[45] Checoury X., Boucaud P., Lourtioz J. M., Pommereau F., Cuisin C., Derouin E., Drisse O., Legouezigou L., Lelarge F., Poingt F., Duan G. H., Bonnefont S., Mulin D., Valentin J., Gauthier-Lafaye O., Lozes-Dupuy F., and Talneau A. Distributed feedback regime of photonic crystal waveguide lasers at 1.5 µm. *Applied Physics Letters*, 85, 2004.

[46] Bouchard Olivier. *Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission.* PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2008.

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

[48] Gauthier-Lafaye O., Mulin D., Bonnefont S., Checoury X., Lourtioz J. M., Talneau A., and Lozes-Dupuy F. Highly monomode W1 waveguide square lattice photonic crystal lasers. *EEE Photonics Technology Letters*, 17(8), 2005.

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

[50] Larrue Alexandre. *Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 µm en filière GaAs.* PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2009.

[51] Lord Rayleigh. On the remarkable phenomenon of crystalline reflexion described by Prof. Stokes. *Philosophical Magazine*, 26 :256–265, 1888.

[52] Yablonovitch Eli. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Physical Review Letters*, 58(20) :2059–2062, 1987.

[53] John Sajeev. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23) :2486–2489, 1987.

[54] Yablonovitch E., Gmitter T. J., and Leung K. M. Photonic band structure : the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical Review Letters*, 67(17) :2295–2298, 1991.

[55] A. Monmayrant, A. Larrue, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, and F. Lozes-Dupuy. Photonic crystal for planar laser sources : new functionalities and outlook. In *International Semiconducteur Conference (CAS 2010)*, pages 151–154, Sinaia (Romania), october 2010.

[56] Johnson Steven G. and Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express*, 8 :173–190, 2001.

[57] Olivier Ségolène. *Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée.* PhD thesis, Université Paris 6, 2002.

[58] Gauthier-Lafaye O., Mulin D., Bonnefont S., Checoury X., Lourtioz J.-M., Talneau A., and Lozes-Dupuy F. Highly Monomode W1 Waveguide Square Lattice Photonic Crystal Lasers. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 17(8) :1587–1589, 2005.

[59] Yee Kane. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *Transactions on Antennas and Propagation*, 14 :302–307, 1966.

[60] Oskooi Ardavan F., Roundy David, Ibanescu Mihai, Bermel Peter, Joannopoulos J.D., and Johnson Steven G. Meep : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications*, 181 :687–702, 2010.

[61] Mandelshtam Vladimir A. and Taylor Howard S. Erratum : "Harmonic inversion of time signals and its applications". *Journal of Chemical Physics*, 107 :6756–6769, 1997.

[62] SiIO. 1-D multilayer slab waveguide mode solver. http ://www.computational-photonics.eu/oms.html.

[63] Johnson Steven G. Man page Harminv. http ://ab-initio.mit.edu/harminv/harminv-man.html.

[64] Shepard Donald. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data. *Proceeding ACM '68 Proceedings of the 1968 23rd ACM national conference*, pages 517–524, 1968.

[65] Joannopoulos John D., Johnson Steven G., Winn Joshua N., and Meade Robert D. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light.* Princeton University Press, 2008.

[66] Benisty H., Lalanne P., Olivier S., Rattier M., Weisbuch C., Smith C. M., Krauss T. F., Jouanin C., and Cassagne D. Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals. *Optical Quantuum Electronics*, 34 :205–215, 2002.

[67] Lombardet Benoît. *Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée.* PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005.

[68] Braive R., Le Gratiet L., Guilet S., Patriarche G., Lemaître A., Beveratos A., Robert-Philip I., and Sagnes I. Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 27(4) :1909–1914, Jul/Aug 2009.

[69] Kitabayashi Yuta, Mochizuki Masaya, Ishikawa Fumitaro, and Kondow Masahiko. Over 1.5 µm Deep Dry Etching of Al-Rich AlGaAs for Photonic Crystal Fabrication. *Japanese Journal of Applied Physics*, 52(4S), 2013.

[70] Zhang Xiuyu, Togano Yuji, Hashimura Kentaro, Morifuji Masato, and Kondow Masahiko. Dry etching of Al-rich AlGaAs with silicon nitride masks for photonic crystal fabrication. *Japanese Journal of Applied Physics*, 54(4), 2015.

[71] Tron Arne Nilsen, Anthony Martinez, Renato Bugge, Aaron Moscho, Luke F Lester, and Bjørn-Ove Fimland. High aspect ratio etching of GaSb/AlGaAsSb for photonic crystals. In *Symposium EE – Progress in Semiconductor Materials V – Novel Materials and Electronics and Optoelectronic Applications*, volume 891 of *MRS Proceedings*, 2005.

[72] *Plasmas froids : Génération, caractérisation et technologies.* Publications de l'Université de Saint-Etienne, 2004.

[73] Shul R. J. and Pearton S. J. *Handbook of Advanced Plasma Processing techniques.* Springer.

[74] Volatier Maité. *Guides d'onde submicrométriques en GaAs/AlGaAs à fort rapport d'aspect et faibles pertes de propagation pour la conversion de longueur d'onde.* PhD thesis, Université de Sherbrooke, 2014.

[75] Giehl Alexander R., Gumbel Michael, Kessler Matthias, Herhammer Norbert, Hoffmann Goetz, and Fouckhardt Henning. Deep dry etching of GaAs and GaSb using Cl_2/Ar plasma discharges. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 21(6) :2393–2397, Nov/Dec 2003.

[76] Oxford Instruments. "ARDE" : Aspect Ratio Dependent Etching. http ://www.oxfordplasma.de/process/arde.htm.

[77] Campos Julien. *Etude de cavités membranaires GaAs à autocollimation.* PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.

[78] Kohler K., Wagner J., Ganser P., Serries D., Geppert T., Maier M., and Kirste L. The realization of long-wavelength ($\lambda \leq 2.3$ µm) $Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}N_y$ quantum wells on InP by molecular-beam epitaxy. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 16(31), 2004.

[79] Boehm Gerhard, Bachmann Alexander, Rosskopf Jurgen, Ortsiefer Markus, Chen Jia, Hangauer Andreas, Meyer Ralf, Strzoda Rainer, and Amann Markus-Christian. Comparison of InP- and GaSb-based VCSELs emitting at 2.3 µm suitable for carbon monoxide detection. *Journal of Crystal Growth - Proceedings of the 16th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (ICMBE)*, 323 :442–445, May 2011.

[80] Sprengel Stephan, Grasse Christian, Wiecha Peter, Andrejew Alexander, Gruendl Tobias, Boehm Gerhard, Meyer Ralf, and Amann Markus-Christian. GaSb and InP-based VCSELs at 2.3 µm emission wavelength for tuneable diode laser spectroscopy of carbon monoxide. *IEEE Journal of Slected Topics in Quantum Electronics*, 19(4), 2013.

[81] Boehm G., Sprengel S., Vizbaras K., Grasse C., Gruendl T., Meyer R., and Amann M.-C. Light emission between 2 and 4 µm : Innovative active region designs for InP- and GaSb-based devices. *2013 International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 2013.

[82] Rodriguez J. B., Cerutti L., Grech P., Boissier G., Narcy G., and Tournié E. Sb-based laser sources grown by molecular beam epitaxy on silicon substrates. *Proceedings SPIE 7616 - Novel In-Plane Semiconductor Lasers IX*, 7616, 2010.

[83] Genty F., Cerruti L., Garnache A., Hadji E., Romanini D., Bournazaud F., Grech P., Gaillard S., and Alibert C. Type-I quantum-well VCSEL structure on GaSb emitting in the 2–2.5 µm range. *IEE Proceedings - Optoelectronics*, 149(1), 2002.

[84] Cerutti L., Garnache A., Ouvrard A., Garcia M., Cerda E., and Genty F. 2.36 µm diode pumped VCSEL operating at room temperature in continuous wave with circular TEM_{00} output beam. *Electronics Letters*, 40, 2004.

[85] Ouvrard A., Garnache A., Cerutti L., Genty F., and Romanini D. Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17, 2005.

[86] Garnache A., Ouvrard A., Cerutti L., Barat D., Vicet A., Genty F., Rouillard Y., Romanini D., and Cerda-Mendez E. A. 2-2.7 µm single frequency tunable Sb-based lasers operating in CW at RT : microcavity and external cavity VCSELs, DFB. *Proceedings SPIE 6184 - Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II*, 6184, 2006.

[87] Perona A., Garnache A., Cerutti L., Ducanchez A., Mihindou S., Grech P., Boissier G., and Genty F. AlAsSb/GaSb doped distributed Bragg reflectors for electrically pumped VCSELs emitting around 2.3 µm. *Semiconductor Science and Technology*, 22(10), 2007.

[88] Chen Jia, Hangauer Andreas, Bachmann Alexander, Lim Taek, Kashani-Shirazi Kaveh, Strzoda Rainer, and Amann Markus-Christian. CO and CH_4 Sensing with Single Mode 2.3 µm GaSb-Based VCSEL . *Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*, 2009.

[89] Bachmann Alexander, Arafin Shamsul, and Kashani-Shirazi Kaveh. Single-mode electrically pumped GaSb-based VCSELs emitting continuous-wave at 2.4 and 2.6 µm. *New Journal of Physics*, 11, 2009.

[90] Cerutti L., Ducanchez A., Narcy G., Grech P., Boissier G., Garnache A., Tournié E., and Genty F. GaSb-based VCSELs emitting in the mid-infrared wavelength range (2–3 µm) grown by MBE. *Journal of Crystal Growth - The 15th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-XV)*, 311, 2009.

[91] Civis S., Cihelka J., and Matulkova I. Characterization of GaSb based VCSE and MQW lasers for 2.3 µm sensing application. *11th International Conference on Transparent Optical Networks, 2009. ICTON '09.*, 2009.

[92] Matulková I., Cihelka J., Vyskocil J., Zelinger Z., Hulicius E., Simecek T., and Civis S. Diagnostic and characterization of the VCSEL diodes based on GaSb. *Applied Physics B*, 99, 2010.

[93] Chai G. M. T. and Hosea T. J. C. Spectroscopic characterization of a 2.3 µm GaInAsSb-based VCSEL structure. *2013 IEEE 4th International Conference on Photonics (ICP)*, 2013.

[94] Sanchez Dorian, Cerutti Laurent, and Tournié Eric. Mid-IR GaSb-based monolithic vertical-cavity surface-emitting lasers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(49), 2013.

[95] Chai G. M. T., Hosea T. J. C., Fox N. E., Hild K., Ikyo A. B., Marko I. P., Sweeney S. J., Bachmann A., Arafin S., and Amann M.-C. Characterization of 2.3 µm GaInAsSb based vertical cavity surface emitting laser structures using photo modulated reflectance. *Journal of Applied Physics*, 115, 2014.

[96] Cerutti L., Garnache A., Ouvrard A., and Genty F. High temperature continuous wave operation of Sb-based vertical external cavity surface emitting laser near 2.3 µm. *Journal of Crystal Growth*, 268, 2004.

[97] Ouvrard A., Garnache A., Cerutti L., Genty F., and Romanini D. Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17, 2005.

[98] Garnache A., Liua A., Cerutti L., and Campargue A. Intracavity laser absorption spectroscopy with a vertical external cavity surface emitting laser at 2.3 µm : Application to water and carbon dioxide. *Chemical Physics Letters*, 416, 2005.

[99] Schulz N., Rattunde M., Manz C., Kohler K., Wild C., Wagner J., Beyertt S.-S., Brauch U., Kubler T., and Giesen A. Optically pumped GaSb-based VECSEL emitting 0.6 W at 2.3 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18, 2006.

[100] Schulz N., Rattunde M., Manz C., Kohler K., Wild C., Wagner J., Beyertt S.-S., Brauch U., Kubler T., and Giesen A. High power continuous wave operation of a GaSb-based VECSEL emitting near 2.3 µm. *Physica Status Solidi (c)*, 3, 2006.

[101] Hopkins J.-M., Maclean A. J., Riis E., Schulz N., Rattunde M., Manz C., Kohler K., Wagner J., and Burns D. Tunable, single-frequency, diode-pumped 2.3 µm VECSEL. *Optics Express*, 15, 2007.

[102] Schulz Nicola, Rattunde Marcel, Ritzenthaler Christian, Rosener Benno, Manz Christian, Kohler Klaus, Wagner Joachim, and Brauch Uwe. Resonant optical in-well pumping of an (AlGaIn)(AsSb)-based vertical-external-cavity surface-emitting laser emitting at 2.35 µm. *Applied Physics Letters*, 91, 2007.

[103] Schulz Nicola, Rosener Benno, Moser Rudiger, Rattunde Marcel, Manz Christian, Kohler Klaus, and Wagner Joachim. An improved active region concept for highly efficient GaSb-based optically in-well pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 93, 2008.

[104] Schulz N., Rattunde M., Rosener B., Manz C., Kohler K., and Wagner J. Optically Pumped GaSb-Based VECSELs. *Narrow Gap Semiconductors 2007 - Springer Proceedings in Physics*, 119, 2008.

[105] Rosener B., Schulz N., Rattunde M., Manz C., Kohler K., and Wagner J. GaSb-based VECSEL exhibiting multiple-watt output power and high beam quality at a lasing wavelength of 2.25 µm. *Proceedings SPIE 6997 - Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III*, 6997, 2008.

[106] Triki M., Cermak P., Cerutti L., Garnache A., and Romanini D. Extended Continuous Tuning of a Single-Frequency Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser at 2.3 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20, 2008.

[107] Ouvrard A., Cerutti L., and Garnache A. Broad continuous tunable range with single frequency Sb-based external-cavity VCSEL emitting in MIR. *Electronics Letters*, 45, 2009.

[108] Harkonen Antti, Bachmann Alexander, Arafin Shamsul, Haring Kimmo, Viheriala Jukka, Guina Mircea, and Amann Markus-Christian. 2.34-µm electrically pumped VECSEL with buried tunnel junction. *Proceedings SPIE 7720 - Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, 7720, 2010.

[109] Cermak P., Triki M., Garnache A., Cerutti L., and Romanini D. Optical-Feedback Cavity-Enhanced Absorption Spectroscopy Using a Short-Cavity Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 22, 2010.

[110] Devautour M., Michon A., Beaudoin G., Sagnes I., Cerutti L., and Garnache A. Thermal Management for High-Power Single-Frequency Tunable Diode-Pumped VECSEL Emitting in the Near- and Mid-IR. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19, 2013.

[111] Dolginov L. M., Druzhinina L. V., Kryukova I. V., Lapshin A. N., Leskovich V. I., Matveenko E. V., and Milvidskii M. G. Efficient room-temperature stimulated emission from a $Ga_x ln_{1-x} As_y Sb_{1-y}$ semiconductor laser in the spectral range 1.8–2.4 µ. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 8(1), 1978.

[112] Bochkarev A. E., Dolginov L. M., Drakin A. E., Druzhinina L. V., Eliseev P. G., and Sverdlov B. N. Injection InGaSbAs lasers emitting radiation of wavelengths 1.9–2.3 µ at room temperature. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 15(6), 1985.

[113] Caneau C., Srivastava A.K., Dentai A.G., Zyskind J.L., and Pollack M.A. Room-temperature GaInAsSb/AlGaAsSb DH injection lasers at 2.2 µm. *Electronics Letters*, 21, 1985.

[114] Bochkarev A. E., Dolginov L. M., Drakin A. E., Druzhinina L. V., Eliseev P. G., Sverdlov B. N., and Skripkin V. A. Injection InGaSbAs laser emitting at 2.4 µ (300K). *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 16(10), 1986.

[115] Caneau C., Srivastava A.K., Dentai A.G., Zyskind J.L., Burrus C.A., and Pollack M.A. Reduction of threshold current density of 2.2 µm GaInAsSb/AlGaAsSb injection lasers. *Electronics Letters*, 22, 1986.

[116] Chiu T. H., Tsang W. T., Ditzenberger J. A., and Van Der Ziel J. P. Room-temperature operation of InGaAsSb/AlGaSb double heterostructure lasers near 2.2 µm prepared by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 49, 1986.

[117] Drakin A. E., Eliseev P. G., Sverdlov B. N., A. E. Bochkarev, Dolginov L. M., and Druzhinina L. V. InGaSbAs injection lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23, 1987.

[118] Caneau C., Zyskind J. L., Sulhoff J. W., Glover T. E., Centanni J., Burrus C. A., Dentai A. G., and Pollack M. A. 2.2 µm GaInAsSb/AlGaAsSb injection lasers with low threshold current density. *Applied Physics Letters*, 51, 1987.

[119] Bochkarev A. E., Dolginov L. M., Drakin A. E., Eliseev P. G., and Sverdlov B. N. Continuous-wave lasing at room temperature in InGaSbAs/GaAlSbAs injection heterostructures emitting in the spectral range 2.2–2.4 µm. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 18(11), 1988.

[120] Zyskind J. L., Dewinter J. C., Burrus C. A., Centanni J. C., Dentai A. G., and Pollack M. A. Highly uniform, high quantum efficiency GaInAsSb/AlGaAsSb double heterostructure lasers emitting at 2.2 µm. *Electronics Letters*, 25, 1989.

[121] Eglash S. J. and Choi H. K. Efficient GaInAsSb/AlGaAsSb diode lasers emitting at 2.29 µm. *Applied Physics Letters*, 57, 1990.

[122] Choi H. K. and Eglash S. J. High-efficiency high-power GaInAsSb-AlGaAsSb double-heterostructure lasers emitting at 2.3 µm. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27, 1991.

[123] YAKOVLEV Yu.P., BARANOV A.N., IMENDOV A.N., POPOV A.A., and SHERSTNEV V.V. Tunable diode lasers based on quaternary III-V alloys in the spectral range of 2-4 µm for laser spectroscopy applications. *Journal de Physique IV France - 3rd International Conference Laser M2P*, 04(C4), 1994.

[124] Baranov A. N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., and Joullié A. Low-threshold laser diodes based on type-II GaInAsSb/GaSb quantum-wells operating at 2.36 µm at room temperature . *Electronics Letters*, 32, 1996.

[125] Baranov Alexei N., Cuminal Y., Bertru N., Alibert Claude L., and Joullié Andre F. Strained multiple-quantum-well lasers grown on GaSb emitting between 2 and 2.4 µm. *Proceedings SPIE 2997 - Integrated Optics Devices : Potential for Commercialization*, 2997, 1997.

[126] Popov A.A., Sherstnev V.V., Baranov A.N., Alibert C., and Yakovlev Yu.P. Continuous-wave operation of singlemode GaInAsSb lasers emitting near 2.2 µm at Peltier temperatures. *Electronics Letters*, 34, 1998.

[127] Christol P., Bigenwald P., Joullié A., Cuminal Y., Baranov A.N., Bertru N., and Rouillard Y. Improvement of Sb-based multiquantum well lasers by Coulomb enhancement. *IEE Proceedings - Optoelectronics*, 146, 1999.

[128] Garbuzov D. Z., Menna R. J., Maiorov M. A., Lee H., Khalfin V., DiMarco L. A., Capewell D. R., Martinelli R. U., Belenky G. L., and Connolly J. C. 2.3-2.7-µm room temperature CW operation of InGaAsSb-AlGaAsSb broad waveguide SCH-QW diode lasers . *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, 1999.

[129] Maiorov Mikhail A., Wang Jian, Baer Douglas S., Lee Hao, Belenky Gregory L., Hanson Ronald K., Connolly John C., and Garbuzov Dmitri Z. New room temperature CW InGaAsSb/AlGaAsSb QW ridge diode lasers and their application to CO measurements near 2.3 µm. *Proceedings SPIE 3855 - Air Monitoring and Detection of Chemical and Biological Agents II*, 3855, 1999.

[130] Yarekha D. A., Glastre G., Perona A., Rouillard Y., Genty F., Skouri E. M., Boissier G., Grech P., Joullié A., Alibert C., and Baranov A. N. High temperature GaInSbAs/GaAlSbAs quantum well singlemode continuous wave lasers emitting near 2.3 µm. *Electronics Letters*, 36(6), 2000.

[131] Mermelstein C., Simanowski S., Mayer M., Kiefer R., Schmitz J., Walther M., and Wagner J. Room-temperature low-threshold low-loss continuous-wave operation of 2.26 µm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well laser diodes. *Applied Physics Letters*, 77, 2000.

[132] Simanowski S., Herres N., Mermelstein C., Kiefer R., Schmitz J., Walther M., Wagner J., and Weimann G. Strain adjustment in (GaIn)(AsSb)/(AlGa)(AsSb) QWs for 2.3–2.7 µm laser structures. *Journal of Crystal Growth*, 209, 2000.

[133] Rouillard Y., Genty F., Pérona A., Vicet A., Yarekha D. A., Boissier G., Grech P., Baranov A. N., and Alibert C. Edge and vertical surface emitting lasers around 2.0–2.5 µm and their applications. *The Royal Society*, 359, 2001.

[134] Donetsky D. V., Westerfeld D., Belenky G. L., Martinelli R. U., Garbuzov D. Z., and Connolly J. C. Extraordinarily wide optical gain spectrum in 2.2–2.5 µm In(Al)GaAsSb/GaSb quantum-well ridge-waveguide lasers. *Journal of Applied Physics*, 90, 2001.

[135] Simanowski S., Mermelstein C., Walther M., Herres N., Kiefer R., Rattunde M., Schmitz J., Wagner J., and Weimann G. Growth and layer structure optimization of 2.26 µm (AlGaIn)(AsSb) diode lasers for room temperature operation. *Journal of Crystal Growth - Proceeding of the Eleventh International Conference on Molecular Beam Epitaxy*, 227-228, 2001.

[136] Salhi A., Rouillard Y., Pérona A., Grech P., Garcia M., and Sirtori C. Low-threshold GaInAsSb/AlGaAsSb quantum well laser diodes emitting near 2.3 µm. *Semiconductor Science and Technology*, 19(2), 2004.

[137] Shterengas L., Belenky G. L., Gourevitch A., Donetsky D., Kim J. G., Martinelli R. U., and Westerfeld D. High-power 2.3-µm GaSb-based linear laser array. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 2004.

[138] Garcia M., Salhi A., Pérona A., Rouillard Y., Sirtori C., Marcadet X., and Alibert C. Low threshold high-power room-temperature continuous-wave operation diode laser emitting at 2.26 µm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 2004.

[139] Salhi A., Rouillard Y., Angellier J., and Garcia M. Very-low-threshold 2.4-µm GaInAsSb-AlGaAsSb laser diodes operating at room temperature in the continuous-wave regime. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 2004.

[140] Belenky G.L., Kim J.G., Shterengas L., Gourevitch A., and Martinelli R.U. High power 2.3 µm laser arrays emitting 10 W CW at room temperature. *Electronics Letters*, 40, 2004.

[141] Lin C., Grau M., Dier O., and Amann M.-C. Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24–3.04 µm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers. *Applied Physics Letters*, 84, 2004.

[142] Gourevitch A., Belenky G., Shterengas L., Donetsky D., Westerfeld D., Laikhtman B., Martinelli R. U., and Kim G. 1.5 and 2.3 µm diode laser arrays for optical pumping. *Proceedings SPIE 5887 - Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring VI*, 5887, 2005.

[143] Shterengas L., Belenky G., Kisin M. V., and Donetsky D. High power 2.4 µm heavily strained type-I quantum well GaSb-based diode lasers with more than 1 W of continuous wave output power and a maximum power-conversion efficiency of 17.5%. *Applied Physics Letters*, 90, 2007.

[144] Donetsky D., Chen J., Shterengas L., Kipshidze G., and Westerfeld D. 2.3-µm High-Power Type I Quantum-Well GaInAsSb/AlGaAsSb/GaSb Laser Diode Arrays with Increased Fill Factor. *Journal of Electronic Materials*, 37, 2008.

[145] Kelemen Marc T., Gilly Jurgen, Ahlert Sandra, Kissel Heiko, Biesenbach Jens, Rattunde Marcel, and Wagner Joachim. Diode laser arrays for 1.8 to 2.3 µm wavelength range. *Proceedings SPIE 7483 - Technologies for Optical Countermeasures VI*, 7483, 2009.

[146] Rodriguez J. B., Cerutti L., and Tournié E. GaSb based 2.2 µm type I laser fabricated on GaAs substrate operating continuous wave at room temperature. *Applied Physics Letters*, 94, 2009.

[147] Al-Muhanna A., Al-Harbi A., and Salhi A. Design of Small Beam Divergence, Low Threshold, Long Wavelength GaSb Lasers. *IEEE Symposium on Photonics and Optoelectronic (SOPO), 2010*, 2010.

[148] Liang R., Chen J., Kipshidze G., Westerfeld D., Shterengas L., and Belenky G. High-Power 2.2-µm Diode Lasers With Heavily Strained Active Region. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23, 2011.

[149] Jahjah M., Vicet A., and Rouillard Y. A QEPAS based methane sensor with a 2.35 µm antimonide laser . *Applied Physics B*, 106, 2012.

[150] Nguyen Ba T., Triki M., Gaimard Q., Rouillard Y., and Vicet A. Quartz enhanced photoacoustic spectroscopy (QEPAS) with antimonide compounds in very compact systems. *Proceedings SPIE 9141 - Optical Sensing and Detection III*, 9141, 2014.

[151] Dvinelis Edgaras, Trinkunas Augustinas, Greibus Mindaugas, Kausylas Mindaugas, Zukauskas Tomas, Simonyte Ieva, Songaila Ramunas, Vizbaras Augustinas, and Kristijonas Vizbaras. High-performance GaSb laser diodes and diode arrays in the 2.1-3.3 micron wavelength range for sensing and defense applications. *Proceedings SPIE 9370 - Quantum Sensing and Nanophotonic Devices XII*, 9370, 2015.

[152] Ebert Volker, Giesemann Carsten, Koeth Johannes, and Teichert Holger. New room-temperature 2.3 µm DFB-diode lasers : first spectroscopic characterization and CO-detection. *Laser Applications to Chemical and Environmental Analysis 2004*, 2004.

[153] Civis S., Horka V., Simecek T., Hulicius E., Pangrac J., Oswald J., Petricek O., Rouillard Y., Alibert C., and Werner R. GaSb based lasers operating near 2.3 µm for high resolution absorption spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 61, 2005.

[154] Ebert V., Teichert H., Strauch P., Kolb T., Seifert H., and Wolfrum J. Sensitive in situ detection of CO and O_2 in a rotary kiln-based hazardous waste incinerator using 760 nm and new 2.3 µm diode lasers. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30, 2005.

[155] Barat D., Angellier J., Vicet A., Rouillard Y., Le Gratiet L., Guilet S., Martinez A., and Ramdane A. Antimonide-based lasers and DFB laser diodes in the 2–2.7 µm wavelength range for absorption spectroscopy . *Applied Physics B*, 90, 2008.

[156] Moskalev I. S., Fedorov V. V., and Mirov S. B. 10-watt room-temperature Er-fiber-laser-pumped pure CW polycrystalline Cr^{2+} :ZnS laser. *Proceedings SPIE 7193 - Solid State Lasers XVIII : Technology and Devices*, 7193, 2009.

[157] Mandelshtam Vladimir A. and Taylor Howard S. Harmonic inversion of time signals and its applications. *Journal of Chemical Physics*, 107 :6756–6769, 1997.

[158] Gaimard Quentin. *Diodes lasers DFB à couplage par l'indice émettant entre 2 µm et 3.3 µm sur substrat GaSb*. PhD thesis, Université Montpellier II, 2010.

[159] Ferrier Lydie. *Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2008.

[160] Combrié S., Bansropun S., Lecomte M., Parillaud O., Cassette S., Benisty H., and Nagle J. Optimization of an inductively coupled plasma etching process of GaInP/GaAs based material for photonic band gap applications. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 23(4) :1521–1526, Jul/Aug 2005.

AUTHOR : Brice Adelin

TITLE : All photonic crystal laser diodes emitting at 2,3 µm on GaSb substrate

---

ABSTRACT :

Recent advances in nanotechnology allow considering new generations of laser diodes. The purpose of this thesis is to study the contribution of two-dimensional photonic crystals to design and fabricate a monolithic array of laser diodes emitting near 2.3 µm in GaSb system. Each laser in the array has to respond to stringent criteria : a stable and precisely predefined single-mode emission wavelength, high output power, tunable wavelength with no mode hopping over the tunability range. Moreover, such device should operate at room temperature, under electrical pumping and continuous regime. These criteria respond to the specifications of the technique of Multiplexed Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (MTDLAS). The MTDLAS technique is here implemented for gas sensing applications in the Mid-wavelength infrared (MidIR), corresponding to the wavelength range from 2 to 5 microns. This wavelength range contains two transparency windows (around 2.3 µm and from 3.4 to 4 µm), where the absorption by water vapor and carbon dioxide is reduced. The existence of these windows is harnessed for the detection of gaseous molecules in the atmosphere, such as carbon monoxide or methane. For my thesis work, the chosen wavelength of laser emission is 2.3 µm. This wavelength corresponds to a transparency window allowing detection of CH_4, CO and HF.
This dissertation presents the design of all photonic crystal laser diode, and the development of a manufacturing process of such device, which led to the production of a set of components. We show that the engineering of the photonic lattice combined with an optimization of the width of the laser waveguide provide stable, single-mode emission operation. Based on this principle, several geometries for photonic crystal lattice were studied. Then we tackle the technological challenge of deep etching with high aspect ratio in AlGaAsSb alloys. For this, we present parametric studies of etching, leading to the development of an optimized process for deep etching. We succeed to etch holes of 370 nm diameter and 3.4 µm depths, corresponding at an aspect ratio in excess of 9. We have developed a technological manufacturing process of all photonic crystal laser diodes, where this critical etching step has been successful inserted. This led to the realization of a set of components.

KEYWORDS :
Laser diode, GaSb, Reactive ion etching, Photonic crystals laser, Semiconductor laser, Nanophotonics, Photonic crystals

AUTEUR : Brice Adelin
TITRE : Diodes laser tout cristal photonique émettant à 2,3 µm sur substrat GaSb
DIRECTEURS DE THESE : Olivier Gauthier-Lafaye et Antoine Monmayrant
LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : LAAS-CNRS, 11 Septembre 2015

RESUME :

Les progrès récents des nanotechnologies permettent d'envisager de nouvelles générations de diodes laser. L'objectif de cette thèse est d'étudier l'apport des cristaux photoniques bidimensionnels pour explorer la faisabilité d'un réseau monolithique de diodes laser tout cristal photonique émettant au voisinage de 2,3 µm en filière GaSb. Chaque laser doit répondre à un certain nombre de critères : une émission monomode à une longueur d'onde stable et précise, une émission fine spectralement avec une puissance de sortie élevée, une longueur d'onde accordable, présentant aucun saut de mode sur la gamme d'accordabilité, un fonctionnement à température ambiante, sous pompage électrique et en régime continu. Ces critères répondent au cahier des charges de la technique de spectroscopie d'absorption à diodes laser accordables multiplexées (MTDLAS : Multiplexed Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy). La technique de MTDLAS est ici mise en œuvre pour les applications de détection de gaz dans le moyen infra-rouge (MIR), soit la gamme de longueur d'onde allant de 2 à 5 µm. Cette gamme de longueur d'onde présente plusieurs fenêtres de transparence (autour de 2,3 µm et de 3,4 à 4 µm) où l'absorption par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone est très faible. L'existence de ces fenêtres est mise à profit pour la détection de molécules gazeuses de l'atmosphère, telles que le monoxyde de carbone ou le méthane. Pour mes travaux de thèse, la longueur d'onde d'émission laser retenue est de 2,3 µm. Cette longueur d'onde correspond à la fenêtre de transparence pour la détection notamment du CH_4, du CO et du HF. Ainsi, ce mémoire présente la conception de diodes laser tout cristal photonique, et le développement d'un procédé de fabrication de ces diodes lasers, qui a mené à la réalisation d'une série de composants. Nous montrons qu'une déformation de la maille photonique, associée à une optimisation de la largeur du guide, permet d'obtenir un fonctionnement monomode stable. Se basant sur ce principe, plusieurs géométries de mailles de cristaux photoniques ont été étudiées. Puis, nous nous attachons à lever le verrou technologique de la gravure profonde à fort rapport d'aspect dans les alliages AlGaAsSb. Pour cela, nous présentons des études paramétriques de gravure, conduisant à la mise au point d'un procédé optimisé de gravure profonde. Des profondeurs de gravure de 3,4 µm pour des trous de 370 nm de diamètre, soit un rapport d'aspect de plus de 9, ont ainsi pu être atteintes. Cette étape critique de gravure a été insérée dans un procédé technologique de fabrication de diodes laser tout cristal photonique, que nous avons mis au point. Cela a mené à la réalisation d'une série de composants.

MOTS-CLES :

Diodes laser, GaSb, Gravure ionique réactive, Laser à cristaux photoniques, Laser à semiconducteur, Nanophotonique, Cristaux photoniques

---

DISCIPLINE : Photonique et Systèmes Optoélectronique

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE : LAAS-CNRS
7 avenue du Colonel Roche
BP 54200
31031 Toulouse cedex 4 - FRANCE