Hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué

Thomas Nappez

▶ **To cite this version:**

Thomas Nappez. Hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué. Optique [physics.optics]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : . tel-00757099v1

HAL Id: tel-00757099

https://theses.hal.science/tel-00757099v1

Submitted on 26 Nov 2012 (v1), last revised 8 Oct 2013 (v2)

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : Optique et Radiofréquence

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Thomas NAPPEZ

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel BROQUIN**
et codirigée par **Elise GHIBAUDO**

préparée au sein de l'**Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique – LAboratoire d'Hyperfréquence et Caractérisation**

dans **l'École Doctorale Electronique, Electrotechnique, Automatisme et Traitement du Signal**

Hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué

Thèse soutenue publiquement le **27 septembre 2012**,
devant le jury composé de :

Pr. Pierre BENECH
Professeur des Universités à Phelma, Grenoble, Président
Dr. Claude AMRA
Directeur de Recherche à l'Institut Fresnel, Marseille, Rapporteur
Pr. Guido PERRONE
Associate Professor au Politecnico, Turin, Rapporteur
Dr. Guillaume HUSS
PDG de la société LEUKOS, Limoges, Examinateur
Dr. Elise GHIBAUDO
Maître de conférences à IUT1, Grenoble, Co-directrice de thèse
Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN
Professeur des Universités à Phelma, Directeur de thèse
M. Philippe RONDEAU
Ingénieur à THALES Avionics, Responsable Scientifique
M. Jean-Pierre SCHLOTTERBECK
Expert à THALES Avionics, Responsable industriel

Remerciements

Ce travail s'est déroulé au sein l'IMEP-LaHC à Grenoble et de THALES Avionics à Valence. Je tiens donc à remercier Gérard Ghibaudo, directeur de l'IMEP-LaHC et Norbert Hérail, directeur de l'unité Navigation de THALES division aéronautique, qui m'ont accueilli et permis de travailler dans d'excellentes conditions pendant ces trois années.

Car ils ont pris une part fondamentale dans l'aboutissement de ce travail en acceptant de le juger, je souhaite remercier en second lieu les membres de mon jury. Monsieur Pierre Benech, Directeur de Phelma, pour avoir accepté de présider le jury, Messieurs Claude Amra, Directeur de Recherche à l'institut Fresnel, et Guido Perrone, Professeur au Politecnico di Torino, pour avoir accepté la tâche de rapporter sur ce manuscrit. Merci également à Monsieur Guillaume Huss, PDG de la société Leukos, pour avoir examiné ce travail. Leurs regards et leur intérêt pour mon travail ainsi que leurs hautes qualités scientifiques m'ont particulièrement honoré.

Je remercie profondément mes directeurs de thèse, Madame Elise Ghibaudo et Monsieur Jean-Emmanuel Broquin. Ils ont su m'apporter toute l'aide et tout le support dont j'ai pu avoir besoin. Je me souviendrai de leur qualité pédagogique, de leur rigueur scientifique et de leurs compétences en management. J'espère à l'avenir réussir à transmettre au moins une partie de tout ce qu'ils m'ont enseigné.

Je suis également redevable à mes encadrants industriels, Messieurs Jean Pierre Schlotterbeck et Philippe Rondeau. Ils ont su me faire bénéficier de leur expérience industrielle tout en respectant les contraintes scientifiques qui portent sur un travail de thèse. Leur écoute et leurs suggestions ont fortement contribué à ce travail.

Merci à Lionel Bastard pour m'avoir encadré durant mon stage de Master. Il m'a ouvert le premier chemin vers ma thèse. Merci à Davide Bucci pour avoir pris le temps de m'expliquer les modélisations numériques en optique guidé et de m'avoir fait bénéficier de ses compétences en électronique. Je souhaite remercier également Guy Vitrant, responsable du thème Photo du laboratoire. Son bagage scientifique lui donne un recul et une maitrise rares dont j'ai à maintes reprises bénéficiés.

Les développements technologiques liés à ce travail ont bénéficié de l'appui d'une équipe de deux personnes remarquables. Aude Bouchard, responsable de la fabrication des dispositifs, m'a impressionné par sa constance, sa gentillesse et sa disponibilité. Sa compréhension et son expertise m'ont souvent rassuré sur le travail engagé. Grégory Grosa, responsable de la caractérisation des composants, a permis de rendre pratique des mesures optiques sur lesquels je l'ai sollicitées. Son humour, sa bonne humeur et ses éclats nous ont permis d'établir une relation franche grâce à laquelle le travail avec lui a toujours été efficace et agréable. J'ai réellement apprécié de travailler avec vous deux, merci du fond du cœur.

Je tiens également à remercier plusieurs membres de THALES. Serge Petit, Xavier Lacondemine, Nicolas Bastien, Jacques Mandle ont suivi mes travaux et m'ont permis de renforcer la couleur industrielle de ma thèse. Merci à Patrick Feneyrou pour s'être intéressé à mon travail et pour m'avoir présenté aux membres de TRT.

Pour l'aide inestimable qu'ils m'ont accordée lors du développement de l'échange sous champ, mes remerciements s'adressent à plusieurs membres de Teem Photonics. Denis Barbier et Cédric Cassagnettes pour le transfert de leurs résultats préliminaires, Stéphane Veyrat pour son précieuse aide technique lors de l'installation des échanges à l'IMEP-LaHC. Je suis également redevable à Florent Gardillou, tant pour son intérêt sur ma progression au long de ma thèse que pour son appui sur les caractérisations optiques lors de mon stage de master.

Je tiens à remercier également Benjamin Mazé et Stéphane Gluck de la société A2PS. Leur intérêt pour mon projet professionnel m'a aidé à mieux prévoir la suite de ma thèse.

Une partie importante de ce travail s'est déroulée en compagnie des doctorants du FLEICH. Je commencerai par remercier mes collègues de bureau. Lydie, Bertrand et Armin qui m'ont accompagné depuis le début, puis Fabien, Hana et Anthony au moment de la rédaction. Vous m'avez tous aidé à supporter les moments difficiles, tout en sachant profiter des moments agréables. Merci à Marco pour les moments passés en salle d'holographie et pour les sessions de travail le week-end. Merci aux collègues du bureau du premier étage : Elsa, François, Friederike, Marcus, Mehdi et Jérôme.

Merci à Elise pour avoir sacrifié plusieurs fins de semaines afin de m'apporter le soutien dont j'ai eu besoin en fin de thèse. Je n'oublierai pas le risotto du dimanche. Je me souviendrai aussi d'une certaine semaine à San Francisco : merci à Manu pour son regard direct sur les relations humaines. Pour les discussions que nous avons pu avoir, je souhaite également remercier Béatrice et Raphael. Une dédicace musicale pour Quentin. Ne lâche pas ta MPC !

Merci à Irina, Amélie, Bruno, Maxime, Christophe, Xavier, Nicolas, Léonce, Sorin, Alain et Serge pour les nombreux conseils, les aides techniques et les discussions amicales.

Je n'oublie pas le personnel administratif du laboratoire comme de l'entreprise : Annaïck, Valérie, Dahlila, Chahla, Anne, Mireille, Martine, Sylvie et Anne-Marie. Votre réactivité et votre efficacité ont rendu agréables les démarches administratives.

Merci également aux talentueux professeurs de Physique que j'ai rencontré lors de mon cursus, particulièrement Benoit Boulanger, Pierre Benech, Jean-Emmanuel Broquin, David Rodney, Stéphane Pignard, Thierry Guillot et monsieur Alfonsi.

Un grand merci à mes amis de Grenoble. Que cela soit pour la colocation au château des Combes, les après-midi au lac du Monteynard, les journées de ski, les vacances en Corse et les weekends au calme et les nombreuses soirées. Vous faites partie des personnes dont je suis sûr que vous resterez parmi mes proches malgré les années et la distance.

Je voudrais finir en remerciant ma famille et ma belle-famille pour leur présence, leur compréhension et leur soutien. Merci aux nombreuses personnes qui se sont déplacées pour assister à la soutenance de ma thèse. Vous avoir à mes côtés durant cette journée me laissera un souvenir impérissable.

Sommaire

Introduction générale....4

Chapitre 1
Contexte et objectifs....7

1.1. Introduction....7
1.2. Mesure de vitesse en avionique....8
1.2.1. Instruments de pilotage....8
1.2.2. Système de mesure pour la vitesse....9
1.2.3. Evolutions de la mesure de vitesse....11
1.3. Anémométrie laser et optique intégrée....12
1.3.1. Anémomètres laser....13
1.3.2. Travaux conduits par THALES Avionics....15
1.3.3. Apports envisagés de l'optique intégrée planaire....20
1.4. Diodes laser de pompe à λ = 980 nm....22
1.4.1. Principe de fonctionnement d'une diode laser....22
1.4.2. Diodes laser de pompe à ruban étroit....25
1.4.3. Diodes laser à épanouisseur....30
1.4.4. Diodes laser à ruban large....32
1.5. Objectifs de l'étude....36
1.5.1. Architecture à étudier....36
1.5.2. Organisation de l'étude....37
1.6. Conclusion....38

Chapitre 2
Etude et dimensionnement de la rétroaction sur une diode laser...40

2.1. Introduction....40
2.2. Optique et semi-conducteur....41
2.2.1. Etats électroniques dans un semi-conducteur....41
2.2.2. Emission et absorption de lumière....44
2.2.3. Jonctions et confinement....47
2.3. Diodes laser multimodes....53
2.3.1. Conditions d'oscillation....53
2.3.2. Milieu à gain homogène....55
2.3.3. Milieu à gain inhomogène....56
2.3.4. Conséquences sur le verrouillage d'une diode laser....57
2.4. Rétroaction optique sur une diode laser....58
2.4.1. Régimes de rétroaction optique....58
2.4.2. Effondrement de cohérence....60
2.4.3. Verrouillage spectral....65
2.5. Dimensionnement....69
2.5.1. Paramètres de la structure....70
2.5.2. Verrouillage d'une diode laser à ruban large....70
2.5.3. Paramètres retenus....72
2.6. Conclusion....75

Chapitre 3
Réalisation du convertisseur de mode……77

3.1. Introduction……77
3.2. Confinement de la lumière……78
3.2.1. Rappels sur le guidage optique……78
3.2.2. Modélisation de l'échange d'ions……81
3.2.3. Guides d'ondes réalisés par échange d'ions……87
3.3. Dimensionnement du convertisseur……92
3.3.1. Caractéristiques souhaitées……92
3.3.2. Confinement vertical……94
3.3.3. Principe du dimensionnement……97
3.3.4. Dimensionnement des extrémités du convertisseur……99
3.3.5. Transitions……102
3.3.6. Synthèse……104
3.4. Fabrication et caractérisation du convertisseur……104
3.4.1. Qualification de la technologie……104
3.4.2. Transition échange sous champ / échange thermique……108
3.4.3. Guide d'onde d'entrée……110
3.4.4. Convertisseur modal……115
3.5. Conclusion……118

Chapitre 4
Réalisation de la cavité externe……120

4.1. Introduction……120
4.2. Démonstrateur fibré……121
4.2.1. Choix et caractérisation des fibres de Bragg……121
4.2.2. Caractérisation du verrouillage fibré……124
4.3. Réalisation d'un réseau de Bragg sur verre……131
4.3.1. Guides d'ondes de Bragg……131
4.3.2. Etapes de fabrication……132
4.3.3. Inscription du réseau dans la résine……134
4.3.4. Transfert du réseau de la résine dans le verre……137
4.4. Réalisation d'un guide d'onde de Bragg……138
4.4.1. Réflectivité autour de la longueur d'onde de Bragg……138
4.4.2. Dimensionnement……140
4.4.3. Caractérisations……143
4.5. Verrouillage intégré d'une diode laser ruban……146
4.5.1. Caractérisation du verrouillage……146
4.5.2. Perspectives……152
4.6. Conclusion……155

Conclusion générale……157

Table des illustrations……161
Glossaire……165
Bibliographie……170
Résumé / Abstract……177

Introduction générale

L'avionique représente l'ensemble des équipements électroniques présents dans un aéronef. Son développement est conduit par l'amélioration de ses performances ainsi que par la réduction de ses coûts, de son encombrement, de son poids et de sa consommation électrique. Ces évolutions doivent de plus être effectuées sans impliquer de compromis sur la sécurité. Le bon fonctionnement d'un composant d'avionique est ainsi établi selon des exigences portant sur la disponibilité, la fiabilité et l'intégrité des informations qu'il fournit. Mais l'équipement doit prendre en compte la sécurité sur l'ensemble de l'aéronef, qui est placé au centre d'un système élaboré de gestion du trafic. Le niveau de sécurité est découpé en plusieurs niveaux selon les conséquences que la défaillance implique sur le fonctionnement de l'aéronef. Pour les défaillances les plus sévères, dites catastrophiques, et qui peuvent entraîner la perte de l'appareil, la probabilité de tout événement pouvant conduire à une telle défaillance doit être inférieure à 10^{-9} par heure de vol.

Afin d'atteindre le niveau de sécurité requis, chaque avion comporte plusieurs chaînes séparées de mesure d'une même information. Cette approche a permis de réduire le taux d'accident dans les avions civils malgré une intensification du trafic aérien [1]. Pour la période entre 2005 et 2009, ce taux a été proche de un tous les deux millions de départ. L'objectif actuellement visé au niveau européen est de réduire ce taux de 80 % d'ici 2020 [2]. La sécurité peut également être augmentée en utilisant une voie de mesure fondée sur un principe physique différent. En effet, l'utilisation simultanée, mais sur des voies séparées, de deux techniques différentes permettra d'obtenir une dissimilarité sur la mesure d'une même information. La mesure de la vitesse conventionnelle, dont la perte est une défaillance catastrophique, est concernée par cette approche. Un autre système de mesure doit donc être à terme intégré dans les avions. Les travaux menés par THALES Avionics dans ce sens ont démontré la pertinence de l'anémométrie laser pour cette application. Afin de pouvoir être intégré dans le système avionique, l'anémomètre laser embarqué devra notamment être le plus compact et le plus robuste possible.

Pour définir et réaliser le module d'émission laser, une collaboration a été initiée en 2006 avec Teem Photonics S.A. et l'Unité Mixte de Recherche IMEP-LaHC. Elle a notamment permis la réalisation d'un premier prototype sur un substrat de verre planaire dans le cadre du projet européen FP6 NESLIE. C'est dans cette optique que s'inscrit le travail présenté dans ce document, qui vise à poursuivre la miniaturisation

du système d'émission de l'anémomètre laser. En effet, l'étude s'est portée sur l'hybridation sur un substrat planaire de la source d'alimentation de l'injecteur, une diode laser de pompe. Cette fonction est réalisée sur un verre passif et permet d'interfacer efficacement un laser à semi-conducteur avec l'injecteur de l'anémomètre ou avec une fibre optique.

Le présent document, qui relate les travaux effectués, est articulé en quatre chapitres. Le premier d'entre eux mentionne les données nécessaires au pilotage d'un avion et s'attarde sur l'élaboration actuelle de la vitesse conventionnelle. Le principe et les configurations possibles pour l'anémométrie laser, ainsi que les enjeux de cette technique pour la mesure de vitesse d'un avion, sont ensuite introduits. Certaines avancées technologiques conduites par THALES Avionics dans ce domaine sont alors présentées et mettent en évidence les pistes d'améliorations possibles pour le système d'émission. L'hybridation du module de pompe sur un substrat de verre est l'un des facteurs clés de la miniaturisation du système. A partir d'une revue des diodes laser de pompe, une architecture compatible avec les caractéristiques souhaitées (forte puissance, volume réduit, robustesse vis-à-vis aux vibrations et coût le moins élevé possible) est sélectionnée. Le principe de fonctionnement et les enjeux technologiques liés à la réalisation de la structure sont alors identifiés.

L'étude théorique du fonctionnement du dispositif est détaillée dans le chapitre 2. Les notions élémentaires sur les processus d'interaction entre la lumière et un semi-conducteur puis sur le fonctionnement d'une diode laser multimode sont rappelées dans un premier temps. L'influence de la rétroaction optique sélective en longueur d'onde sur un laser à semi-conducteur, technique employée pour stabiliser l'émission d'une diode laser de pompe, est ensuite décrite. Cette étude permet de déterminer le type de diodes lasers multimodes permettant d'obtenir les caractéristiques recherchées et établit les règles du dimensionnement de la rétroaction optique à lui imposer.

Le chapitre 3 est consacré au dimensionnement, à la fabrication et aux caractérisations passives du guide d'onde sur verre. La première partie rappelle tout d'abord la théorie électromagnétique de la propagation guidée avant de présenter la technique de l'échange d'ions dans un verre ainsi que la modélisation des guides d'ondes ainsi créés. Les simulations numériques des modes guidés dans ces structures permettent de fixer les paramètres technologiques adaptés afin de satisfaire les exigences requises pour un composant d'interface entre un laser à semi-conducteur et une fibre optique. La fabrication puis les caractérisations passives du dispositif sont données dans la dernière partie du chapitre. En suivant les règles données dans le

chapitre 2, la rétroaction à imposer à la diode laser est alors dimensionnée avec les valeurs obtenues lors de ces caractérisations.

Le dernier chapitre décrit la réalisation de la cavité externe à la diode laser et la caractérisation du dispositif final. Tout d'abord, une fibre optique à réseau de Bragg, est placée à la sortie du dispositif réalisé dans le chapitre précédent. Elle impose une rétroaction dans la diode laser et permet d'étudier la faisabilité du dispositif. Ensuite, les étapes technologiques conduisant à l'intégration du réseau de Bragg de la cavité externe sur le guide d'onde de sortie du verre sont détaillées. La transmission et la réflexion spectrale de ce réseau sont également caractérisées. La fabrication et les caractérisations optiques du dispositif complet sont alors présentées. Finalement, les perspectives liées à ce travail sont décrites. Elles concernent les pistes d'améliorations permettant d'optimiser les performances du module réalisé et l'utilisation de ce dispositif planaire pour d'autres applications intégrées.

Chapitre 1

Contexte et objectifs

Sommaire

1.1. Introduction.....7
1.2. Mesure de vitesse en avionique.....8
1.2.1. Instruments de pilotage.....8
1.2.2. Système de mesure pour la vitesse.....9
1.2.3. Evolutions de la mesure de vitesse.....11
1.3. Anémométrie laser et optique intégrée.....12
1.3.1. Anémomètres laser.....13
1.3.2. Travaux conduits par THALES Avionics.....15
1.3.3. Apports envisagés de l'optique intégrée planaire.....20
1.4. Diodes laser de pompe à 980 nm.....22
1.4.1. Principe de fonctionnement d'une diode laser.....22
1.4.2. Diodes laser de pompe à ruban étroit.....25
1.4.3. Diodes laser à épanouisseur.....30
1.4.4. Diodes laser à ruban large.....32
1.5. Objectifs de l'étude.....36
1.5.1. Architecture à étudier.....36
1.5.2. Organisation de l'étude.....37
1.6. Conclusion.....38

1.1. Introduction

Ce premier chapitre décrit le contexte de l'avionique dans lequel s'est déroulé le travail de thèse. Tout d'abord, nous présentons les données nécessaires au pilotage d'un aéronef avant de détailler comment l'une d'entre-elles, la vitesse conventionnelle, est actuellement mesurée.

Ensuite, nous présentons le principe de l'anémométrie laser, qui est le complément envisagé au système de mesure actuel. Certaines avancées techniques de THALES Avionics sont alors passées en revue. Elles montrent l'intérêt de l'optique intégrée planaire pour ce type d'application embarquée ainsi que les points bloquants et les défis restant à résoudre.

Parmi eux, le système d'émission laser sera particulièrement étudié car sa source d'alimentation, une diode laser de pompe, est un des facteurs clés de la performance finale de l'anémomètre laser. C'est pourquoi, un état de l'art des diodes laser de pompe est ensuite présenté afin de dégager une architecture de pompage intégrée, à coût relativement faible, dont les caractéristiques sont néanmoins compatibles avec les

sources laser intégrées sur verre actuellement employées. A partir de cette revue, nous définissons les objectifs et présentons l'organisation de ce travail de thèse.

1.2. Mesure de vitesse en avionique

L'avionique est l'ensemble des équipements électroniques installés dans un aéronef. Ce domaine s'est largement étendu depuis les débuts de l'aviation. En effet, le premier avion ayant traversé la Manche en 1909, le Blériot XI, ne comportait que quatre indications dans le poste de pilotage : l'altitude, la vitesse, les tours moteur et le niveau de carburant, toutes fournies par des capteurs mécaniques. Au début du XXI^{ème} siècle, la part de l'avionique a atteint près de 40 % du coût total d'un avion [2] et repose sur des capteurs essentiellement numériques. L'architecture fournissant les informations nécessaires au pilotage des avions civils est d'abord évoquée. La vitesse conventionnelle de l'avion par rapport à l'air, intervenant dans l'expression de la force de portance, est l'un des paramètres vitaux du vol. Nous présenterons donc ensuite les systèmes (sondes et capteurs) utilisés pour mesurer la vitesse des avions. Enfin, l'évolution prévue pour cette mesure est détaillée.

1.2.1. Instruments de pilotage

Le développement de l'avionique est porté par trois grands besoins : le pilotage, la navigation et la communication. En effet, il faut tout d'abord disposer d'aides essentielles au pilotage, car l'avion décroche en dessous d'une certaine vitesse et donc au-delà d'un certain angle d'incidence. Ensuite, les aides à la navigation sont requises pour pouvoir se diriger sans repères visuels. Enfin, des moyens de communication sont également nécessaires. C'est surtout en vue de faciliter le pilotage et d'améliorer la sécurité - connaitre la situation de l'appareil, améliorer son contrôle, stabiliser le vol - qu'ont été développés de nombreux instruments de bord.

Les instruments de pilotage permettent de connaître à la fois la situation (altitude et position angulaire) et le mouvement de l'avion. La figure 1-1 présente le système utilisé pour trois instruments de pilotage primordiaux : l'anémomètre, l'horizon artificiel et l'altimètre. Il a été installé sur l'avion A310, certifié en 1983. La structure du système a depuis changé : certaines sondes ont été regroupées, des unités de traitement électroniques ont été rajoutées et le nombre de voies a été augmenté. Ce schéma rend néanmoins bien compte du principe général de l'élaboration des paramètres.

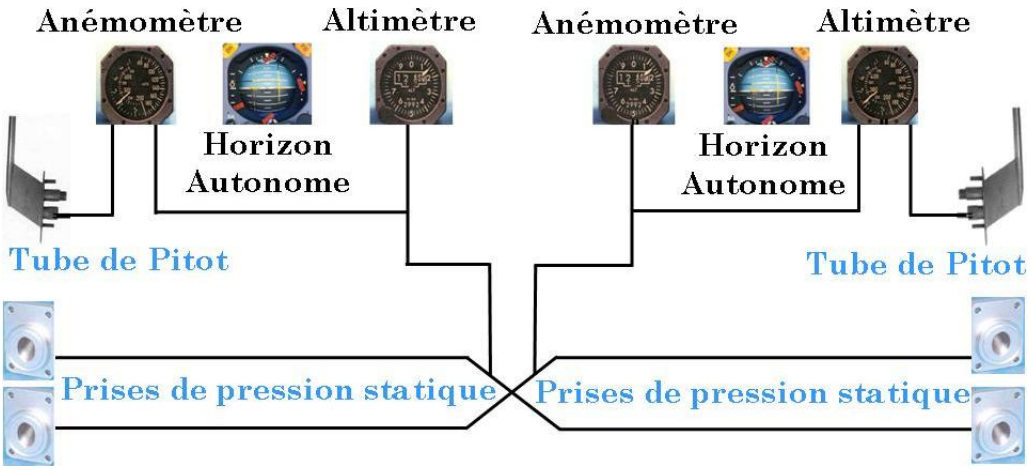


figure 1-1 : Architecture simplifiée du système anémo-barométrique pour un avion des années 70.

L'horizon artificiel donne l'assiette de l'avion par rapport à l'horizon. Cette mesure est fournie grâce à un gyroscope mis en rotation et réglé à assiette nulle avant le décollage[1]. L'altimètre calcule quant à lui l'altitude standard grâce à la mesure de la pression statique. Cette dernière est fournie par une prise de pression statique, montée à l'extérieur de l'avion. L'anémomètre fournit la vitesse de l'avion par rapport à l'air en comparant la pression ambiante à la pression d'arrêt exercée par l'air sur l'avion lors de son mouvement. Cette dernière, dite pression totale, est recueillie par un tube de Pitot situé à l'extérieur de l'avion.

La vitesse, dite conventionnelle ou « Calibrated AirSpeed » (*CAS*), est un paramètre vital pour le pilotage. Elle est qualifiée de calibrée car les mesures de pression sont faites dans une zone d'air perturbée par le mouvement de l'avion. La mesure de pression statique doit ainsi être corrigée afin d'obtenir la vitesse par rapport à la zone d'air non perturbée (située à l'infini amont). La mesure de *CAS* est importante car elle est reliée à la force de portance exercée par l'air sur les ailes de l'avion. Pour des raisons évidentes de sécurité, une mesure fiable et continue de cette vitesse doit donc être réalisée.

1.2.2. Système de mesure pour la vitesse

La mesure de la vitesse est réalisée en comparant la pression totale à la pression statique, toutes deux fournies par des sondes placées à l'extérieur de l'avion.

[1] Depuis 2004, certains Airbus ont un instrument combiné de secours utilisant une unité de mesure inertielle et deux capteurs de pression.

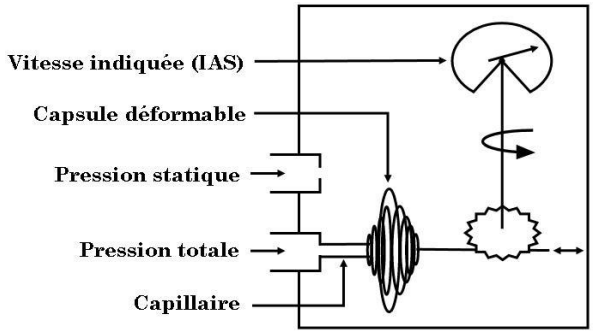


figure 1-2 : Structure minimale d'un indicateur de vitesse, souvent appelé « Badin » en référence au nom de son inventeur.

La figure 1-2 montre le principe du capteur « Badin ». L'intérieur d'une capsule déformable est relié à un tube de Pitot. La pression totale (P_t) y règne tandis que l'extérieur de la capsule est baigné dans une chambre reliée à une prise de pression statique (P_s). La déformation mécanique de la capsule, image de la différence de pression, est transmise par une tige à un engrenage à pignons et crémaillère mettant en rotation l'aiguille d'un cadran gradué du poste de pilotage. Ce type d'équipements architecture ne se retrouve plus que dans les anciens avions ou dans les avions légers. Cette mesure est aujourd'hui réalisée grâce à une membrane piézoélectrique mais repose toujours sur le même principe physique de déformation mécanique créée par une différence de pression. On remonte à la *CAS* en modélisant la perturbation du flux d'air par le mouvement de l'avion aux endroits où sont placées les sondes statiques.

Les paramètres nécessaires, P_t et P_s, sont fournis au capteur grâce aux sondes de pression totale et statique. Les sondes de pression actuelles reposent sur le même principe que celui mis en évidence par Henri de Pitot en 1732 dans le but de mesurer la vitesse de l'écoulement des cours d'eau [3]. Cette invention est constituée d'un long tuyau contenant deux tubes. L'un des deux tubes est coudé à son extrémité, tandis que l'autre descend verticalement. La pression exercée par le fluide engendre une montée du niveau d'eau dans les deux tubes. La différence de hauteur entre ces niveaux est une image de la différence de la pression totale (tube coudé) et statique (tube droit). Raoul Badin et Ludwig Prandtl ont élaboré une sonde au début du XX^{ème} siècle [4], appelée tube de Pitot-statique ou antenne de Prandtl, qui permet de mesurer à la fois la pression totale et statique. Son schéma actuel est représenté sur la figure 1-3.

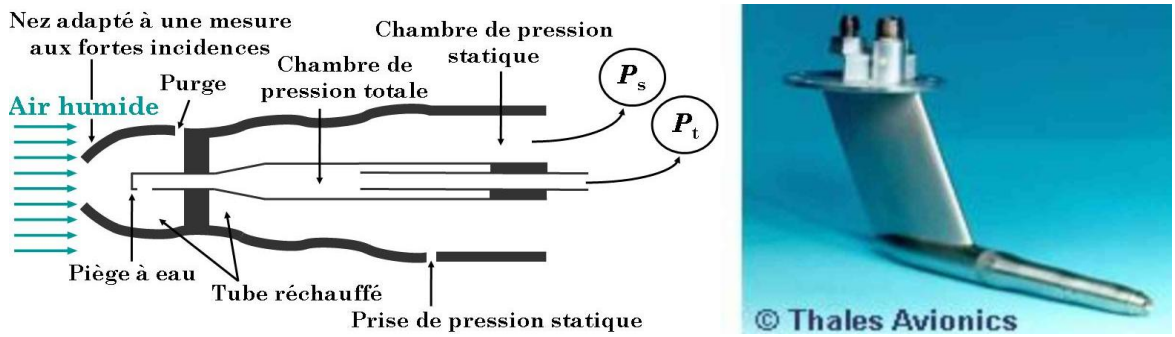


figure 1-3 : Schéma d'un tube de Pitot-statique actuel et photographie d'une sonde Pitot statique fabriquée par THALES Avionics.

L'air, dont on veut mesurer la vitesse, crée une pression dans une chambre de pression totale reliée à l'extérieur grâce au nez de la sonde. Ce dernier est profilé pour fournir une mesure même à forte incidence. La chambre de pression totale comporte une évacuation pour l'eau liquide éventuellement contenue dans l'air. Une ouverture située sur un flanc de la sonde donne la pression statique. La forme du flanc est dimensionnée pour compenser au mieux les coefficients de pression afin d'obtenir une mesure de pression statique qui soit représentative de la pression située à l'infini amont. Ces deux prises, totales et statiques sont ensuite conduites vers les capteurs.

1.2.3. Evolutions de la mesure de vitesse

Afin de renforcer la sécurité de l'information, chaque avion comporte plusieurs chaînes séparées pour la mesure de vitesse. Par exemple, l'Airbus A380 comporte trois voies complètement dissociées pour le système primaire et une voie de secours combinée. Par ailleurs, un document (Aerodynamic Recommanded Practice 4754A) émis en 2010 par la SAE[2] et EUROCAE[2] et en voie de reconnaissance par la FAA recommande l'utilisation de chaines dissemblables sur l'ensemble de l'avionique.

Ces chaînes visent à compléter celles existantes en offrant une voie de mesure fondée sur un principe physique différent. La mesure de la *CAS* étant concernée par ce document, une chaîne dissemblable devra donc être intégrée à terme dans les avions. Le candidat idéal est un système qui permet de s'affranchir des deux défauts du système anémo-barométrique : une forte consommation électrique et une mesure effectuée près de l'avion, et donc dans une zone perturbée.

La forte consommation électrique est due au réchauffement de la sonde. En effet, placé hors de l'avion, le tube de Pitot est soumis aux conditions météorologiques

[2] SAE est l'acronyme de Society of Automotive Engineers et EUROCAE signifie EURopean Organisation for Civil Aviation Equipment. Elles fédèrent les acteurs de l'aviation et vise à établir les règles en vue de la standardisation des systèmes des avions civils.

ambiantes. La figure 1-4 montre le nez d'une sonde obstruée par de la glace sur un avion au sol.

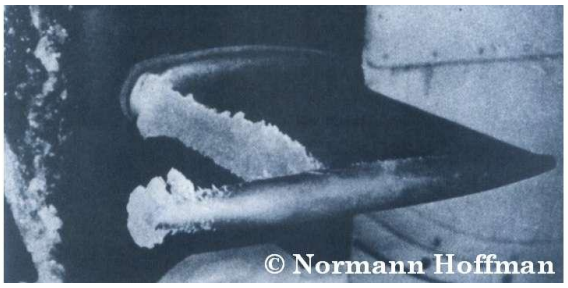


figure 1-4 : Photographie de l'entrée d'un tube de Pitot bouchée par de la glace lors d'un arrêt au sol. Photographie extraite de [5].

Une inspection visuelle et un dégivrage s'impose donc avant chaque décollage. Le tube de Pitot est réchauffé en permanence par une résistance placée à l'intérieur du tube. La puissance fournie par l'alimentation électrique pour le réchauffement peut atteindre plusieurs centaines de watts. Cette consommation électrique augmente fortement le coût d'utilisation des sondes protubérantes. Par ailleurs, les corrections à apporter afin d'obtenir la mesure de la vitesse de l'avion par rapport à une zone non perturbée complexifie les calculs nécessaires à l'élaboration des paramètres. C'est pourquoi un système permettant une mesure au-delà de la zone perturbée est également recherché.

Les systèmes LiDAR (« Light Detection And Ranging ») ont été identifiés comme des candidats de choix pour répondre à ces trois critères : principe de mesure différent, faible consommation électrique et mesure dans une zone non perturbée [6]. Appliqué à la mesure de vitesse, cette technique consiste à sonder les particules de l'air qui permettent de tracer la vitesse de l'avion en utilisant leurs interactions avec une lumière laser. On parle alors d'anémométrie laser.

1.3. Anémométrie laser et optique intégrée

Dans cette partie, nous passons en revue dans un premier temps les deux grandes techniques employées en anémométrie laser et nous identifions la configuration la plus adaptée à la mesure de vitesse dans les avions. Puis nous présentons les travaux déjà menés par THALES Avionics sur l'anémométrie laser. Ils ont été initiés dans les années 1980 et font toujours l'objet d'une activité soutenue. Les améliorations que peut apporter l'optique intégrée planaire au système d'émission optique sont quant à elles abordées dans une troisième partie.

1.3.1. Anémomètres laser

Deux principes de mesure sont utilisés : l'anémométrie à temps de vol et l'anémométrie Doppler.

1.3.1.1. Anémomètre à temps de vol

Ce système permet d'obtenir la vitesse de l'écoulement d'air en mesurant le temps de transit d'une particule entre deux points connus. Trois configurations optiques sont envisageables [6] : l'anémomètre dans le plan image, l'anémomètre à deux foyers et l'anémomètre à plans parallèles. Seules ces deux dernières ont été expérimentées en vol. A titre d'exemple, la figure 1-5 montre le principe de fonctionnement de l'anémomètre à plans parallèles. Un système optique focalise les faisceaux de deux émetteurs sur deux positions connues. Une particule passant par ces deux points va diffuser deux signaux, dont on récupère une partie sur un ou plusieurs détecteurs. La vitesse de la particule est donnée par le rapport entre la distance séparant les zones et le décalage temporel entre les deux signaux.

Cette configuration présente des limitations à haute altitude. Une mesure n'est en effet réalisée que lorsque qu'une particule passe successivement par les deux points. La probabilité d'obtenir une mesure est ainsi réduite. Cette configuration n'est donc pas adaptée pour une mesure à haute altitude où la densité de particules est faible.

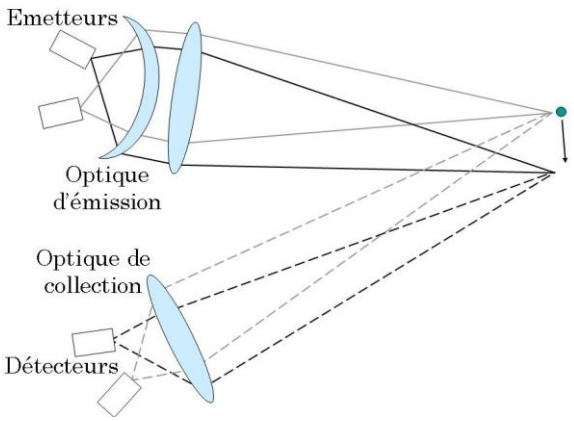


figure 1-5 : Principe de l'anémomètre à plans parallèles, d'après [7].

1.3.1.2. Anémomètre Doppler

L'anémométrie Doppler obtient la vitesse de l'écoulement en mesurant la différence de fréquence entre un faisceau de référence et un faisceau diffusé par la particule en mouvement. En effet, le mouvement entre la cible (la particule) et l'émetteur-récepteur (l'avion) implique un changement de fréquence entre les deux faisceaux. Le décalage fréquentiel peut être déterminé directement grâce à un spectromètre ou un filtre. Cependant, le mode de détection le plus souvent rencontré dans l'infrarouge (où l'on peut

faire de la détection cohérente) est de convertir le décalage fréquentiel en oscillation d'intensité en utilisant un système interférométrique. Deux configurations principales sont possibles : l'anémomètre à franges et l'anémomètre à référence [8].

L'anémométrie à franges utilise deux faisceaux cohérents, comme montré sur la figure 1-6. Lorsqu'une particule passe dans le volume de mesure, formé par l'intersection des deux faisceaux, elle diffuse les deux ondes incidentes, qui possèdent chacune un décalage Doppler différent du fait de la différence de direction des faisceaux. Un détecteur quadratique mesure l'intensité de cette diffusion dont le battement temporel est donné par :

$$\Delta\nu_D = \frac{2V_\perp}{\lambda}\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \tag{1.1}$$

où $V_\perp$ est la projection de la vitesse de la particule sur la perpendiculaire à la bissectrice de l'angle ϕ formé par les deux faisceaux. Cette technique nécessite une zone d'intersection entre les faisceaux stable. Les émetteurs étant soumis aux vibrations mécaniques de l'avion, cette zone doit être formée au plus près de l'avion afin de limiter la déviation des faisceaux. La mesure est donc effectuée dans une zone perturbée par le mouvement de l'appareil. De plus, cette focalisation courte implique une zone d'intersection réduite ce qui diminue le volume de mesure. Cette technique n'est donc pas adaptée à une mesure à haute altitude, où la densité de particules est faible.

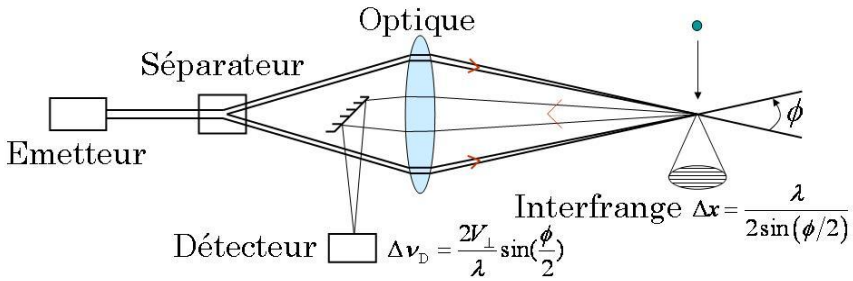


figure 1-6 : Principe de l'anémomètre à franges, d'après [8].

L'anémométrie à référence est la seconde configuration. Elle utilise un faisceau de référence (Oscillateur Local : OL) et le focalise sur le même photo-détecteur que le faisceau diffusé par une particule. Le signal reçu par le photo-détecteur est l'intensité de la somme de ces deux faisceaux. Il a donc une composante basse-fréquence égale au décalage fréquentiel Doppler qui est donnée par :

$$\Delta\nu_D = \frac{2V_{//}}{\lambda}\sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \tag{1.2}$$

où $V_{//}$ est la projection de la vitesse de la particule sur la bissectrice des deux faisceaux.

L'anémomètre à référence permet d'augmenter la distance entre le volume de mesure et l'aéronef sans perdre en stabilité et peut donc fournir des informations dans des zones aérodynamiques non perturbées. Les volumes sondés peuvent également être plus importants et permettent de garantir la disponibilité d'une mesure à haute altitude. La figure 1-7 présente un système où le faisceau émis et le faisceau analysé partagent la même direction optique. C'est la version mono-statique, qui utilise la partie du signal qui est rétrodiffusée par la particule.

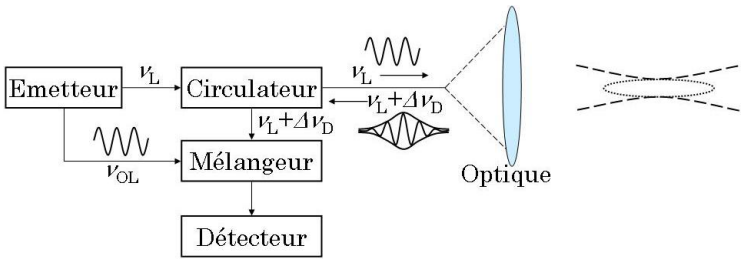


figure 1-7 : Principe optique de l'anémomètre laser à référence, tiré de [9]. Ce schéma décrit la version mono-statique, où les directions optiques aller et retour sont confondues.

1.3.1.3. Synthèse

Le tableau 1-1 résume les caractéristiques des anémomètres laser présentés plus haut.

Type	Configuration	Portée	Volume de mesure	Testé en vol	Réf.
Temps de vol	Plan image	Proche	mm^3	Non	[7, 8]
	Deux foyers	Proche	mm^3	Oui	
	Plans parallèles	Proche	mm^3	Oui	
Doppler	Franges	Proche	mm^3	Oui	
	Référence	Proche et lointain	cm^3 à dm^3	Oui	

tableau 1-1 : Configurations et caractéristiques des principaux anémomètres laser.

L'anémomètre laser à référence est le seul permettant une mesure de l'écoulement d'air en dehors de la zone perturbée de l'avion dans l'infra-rouge[3]. De plus, son volume de mesure plus important garantit une disponibilité de la mesure même à haute altitude, où les particules sont rares. C'est donc cette configuration qui a été retenue par THALES Avionics.

1.3.2. Travaux conduits par THALES Avionics

Les premiers travaux sur les LiDARs aéronautiques ont été conduits par les sociétés Crouzet et Thomsom-CSF. Ces deux entreprises et d'autres partenaires ayant

[3] Des mesures Doppler à portée lointaine ont été réalisées dans l'ultra-violet avec des analyseurs de spectres multi-canaux.

créés Sextant Avionique en 1989, c'est au sein de cette entreprise que ce savoir-faire a été développé [7]. En 2000, Thomsom-CSF a changé de nom pour devenir le groupe THALES dont Sextant Avionique est devenu une filiale sous le nom de THALES Avionics.

1.3.2.1. Contraintes liées à l'anémométrie-laser à référence

Pour mesurer la vitesse de l'avion par rapport à l'air ambiant, il faut tout d'abord sonder des particules qui soient de bons traceurs de celle-ci. Comme les aérosols sont des particules trop massives pour être soumises à l'agitation thermique, ils offrent une référence fiable pour la mesure de la vitesse. Puisque leur taille est proche ou supérieure aux longueurs d'ondes d'émission courantes des lasers, le régime de diffusion correspondant est celui de Mie. Celui-ci est caractérisé par une faible dépendance en longueur d'onde et par une rétrodiffusion peu marquée. Cette faible efficacité de rétrodiffusion doit donc être compensée par l'utilisation d'un émetteur puissant dont la longueur d'onde est comprise dans une fenêtre de transmission de l'atmosphère. De plus, il est préférable d'utiliser une longueur d'onde supérieure à 1,4 µm, qui permet une certaine sécurité oculaire[4].

Néanmoins, la puissance émise n'est pas la seule contrainte pesant sur l'émetteur laser. En effet, sa largeur spectrale doit être suffisamment faible pour pouvoir détecter une variation de vitesse de 0,5 $m.s^{-1}$. Cette valeur correspond à un décalage fréquentiel de 0,1 MHz pour une longueur d'onde de 10 µm (d'après l'équation (1.2) avec $\phi = 0$). La largeur de raie de l'émission laser doit donc être inférieure à cette valeur afin de garantir la résolution de 0,5 $m.s^{-1}$ sur la mesure de vitesse.

A ces caractéristiques portant sur la mesure en elle-même s'ajoutent des contraintes dues à l'environnement du vol. Le système doit fonctionner entre -20 °C et 50 °C, faire face aux vibrations de l'appareil car il est placé près du fuselage, et être le plus compact possible. Enfin, sa consommation électrique doit être plus faible que celle du système anémo-barométrique tandis que sa durée de vie doit être similaire (autour de 150 000 heures).

Les étapes de développement industriel ont utilisé l'architecture présentée sur la figure 1-7. Les paragraphes suivants retracent les évolutions portant sur l'émetteur de lumière, appelé injecteur par la suite.

[4] Les laser dits sans danger pour l'œil (« eye-safe ») émettent une longueur d'onde supérieure à 1,4 µm. L'œil, principalement composé d'eau, absorbe fortement au-delà de cette longueur d'onde. Cela évite ainsi toute brulure de la rétine qui n'est alors pas touchée par le rayonnement.

1.3.2.2. Injecteur à gaz CO_2 : λ= 10,6 µm (1984)

Les premiers développements de LiDARs ont reposé sur des injecteurs à base de laser CO_2. En effet la longueur d'onde d'émission de ceux-ci (10,6 µm) est faiblement diffusée par les molécules de l'atmosphère tandis que sa largeur spectrale (50 kHz) est compatible avec la précision de mesure requise. D'abord testé sur l'hélicoptère « Puma » en 1984, cette technologie a permis l'étalonnage du système anémo-barométrique des avions Airbus A340, A330 et A321. La figure 1-8 montre le système global, la partie optique et l'armoire pour le traitement de signal, installé dans un A340. Les puissances émises sont de l'ordre de 10 W et les distances de tir sont comprises entre 50 m et 100 m.

Ces instruments, non utilisables dans l'aviation commerciale, ont cependant démontré la pertinence de l'anémométrie laser pour l'avionique. L'encombrement (tête optique de 0,75 m × 0,75 m × 0,5 m), le poids (70 kg) et le refroidissement des détecteurs ont conduit dès 1988 à rechercher d'autres sources optiques. Par ailleurs, la longueur d'onde de 10,6 µm comporte un risque sérieux de brûlures de la cornée[5] lors d'une utilisation dans l'aviation civile car les instruments doivent être testés sur la piste avant le décollage.

figure 1-8 : Système trois axes ALEV3 installé dans un Airbus A340 utilisé pour l'étalonnage du système anémo-barométrique de l'avion.

1.3.2.3. Injecteur fibré : λ = 1,55 µm (2001)

Une meilleure sécurité oculaire passe par l'emploi de la longueur d'onde λ = 1,55 µm. Le projet DALHEC (2001-2004) a pu profiter des progrès réalisés à cette longueur d'onde dans le domaine des télécommunications optiques dans les années 90. En collaboration avec l'ONERA, des fibres dopées Erbium ont été utilisés pour l'injecteur laser et pour l'amplificateur de puissance. La tête optique est ainsi beaucoup plus compacte, comme le montre la figure 1-9. Le boitier fait 15 cm × 14 cm × 7 cm et intègre

[5] La cornée, première zone à recevoir la radiation, peut être détériorée par les rayonnements de longueurs d'ondes dites eye-safe. La brulure sera d'autant plus intense que l'absorption est forte. Les longueurs d'ondes proches de 1,55 µm présentent un bon compromis entre la transmission vers la rétine et l'absorption marquée par la cornée.

un étage d'amplification optique fibré (« booster »), nécessaire pour atteindre la puissance optique requise.

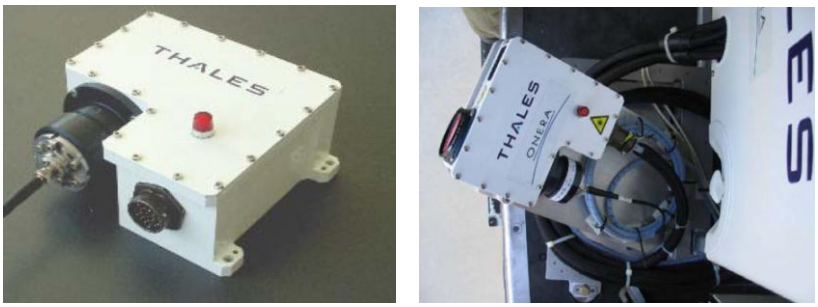


figure 1-9 : Système DALHEC installé sur un hélicoptère Dauphin 6075 (2001-2004).

Cependant, les modes de vibration mécaniques des fibres, proches de ceux des hélicoptères et des avions, induisent parfois des instabilités sur l'émission optique. Un système monolithique, utilisant l'optique intégrée planaire, a donc été envisagé pour réduire cette sensibilité aux vibrations.

1.3.2.4. Injecteur sur puce de verre : λ = 1,55 µm (2006)

Lors des projets européens NESLIE (2006-2009) puis DANIELA (2009-2012), THALES Avionics a collaboré avec le laboratoire de recherche IMEP-LaHC et la société Teem Photonics pour bénéficier de leurs compétences en optique intégrée sur verre. Cette technologie présente en effet des avantages quant à la stabilité thermique du verre, son potentiel d'intégration de fonctions actives et passives ainsi que sa maturité technologique.

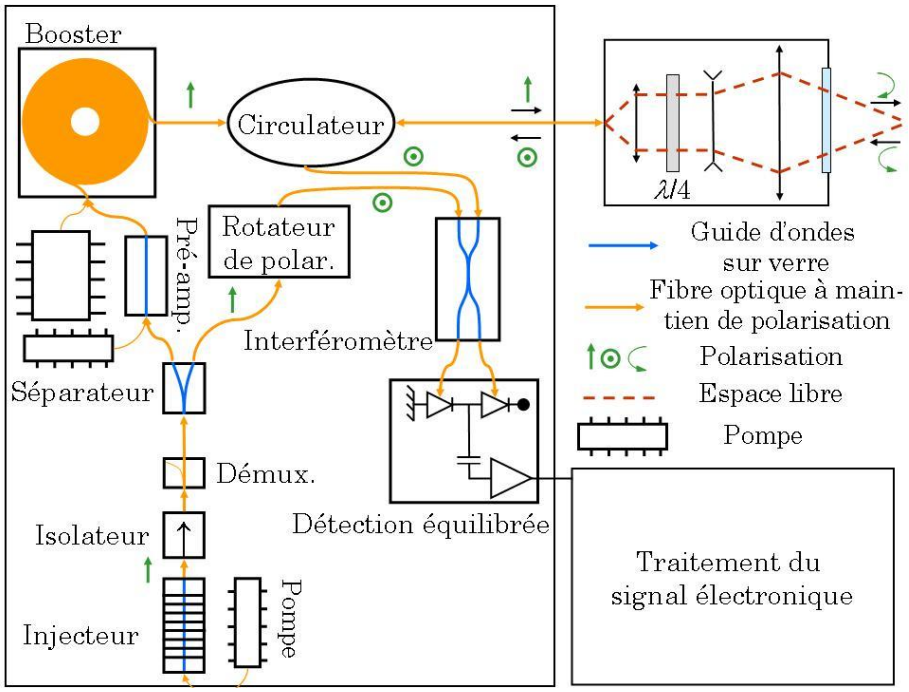


figure 1-10 : Architecture fonctionnelle du système permettant l'émission laser et la détection du signal Doppler dans le cadre de NESLIE et de DANIELA ©THALES Avionics.

La figure 1-10 présente l'architecture utilisée afin d'émettre le faisceau source, de l'amplifier et de détecter le signal rétrodiffusé. En sortie du démultiplexeur, le signal émis par l'injecteur, polarisé rectilignement, est séparé en deux afin de créer une voie d'oscillateur local et une voie pour le faisceau sonde. Ce dernier parcourt deux étages d'amplification pour atteindre la puissance optique requise, de l'ordre du watt. Il est envoyé dans la tête optique par l'intermédiaire d'un circulateur. Une lame quart-d'onde permet d'obtenir une polarisation pour l'onde rétrodiffusée collectée qui soit perpendiculaire à celle de la sonde. Le circulateur sépare ainsi le faisceau réfléchi du faisceau incident. L'oscillateur local et le signal rétrodiffusé sont mélangés sur une photodiode grâce à un coupleur 2 × 2. La réponse quadratique du détecteur permet de générer la fréquence Doppler à partir de laquelle la vitesse de l'avion est ensuite calculée puis affichée dans le poste de pilotage grâce à une unité de traitement de signal.

La figure 1-11 présente l'injecteur utilisé pour l'émission optique. Les dimensions du boitier sont 12 cm × 8 cm × 3 cm, en excluant toutefois le « booster », utilisé pour augmenter la puissance optique. L'injecteur est un laser DFB (« Distributed FeedBack ») réalisé par échange d'ions dans un verre phosphate co-dopé Ytterbium-Erbium [10]. L'énergie lui est fournie par une diode laser de pompe. Un démultiplexeur est utilisé pour séparer en sortie de la puce le signal laser de la pompe et un isolateur prévient tout retour de puissance au sein du système. La liaison entre tous ces composants est réalisée par des fibres optiques.

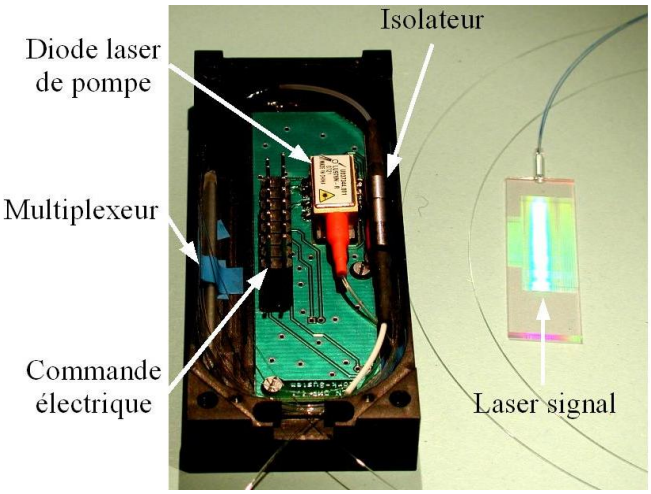


figure 1-11 : Injecteur optique et son environnement développé dans le cadre du projet européen NESLIE.

Le tableau 1-2 présente les principales caractéristiques de l'injecteur planaire du projet NESLIE. La largeur de raie est inférieure à 200 kHz, ce qui permet d'obtenir une résolution en vitesse proche de 0,15 $m.s^{-1}$. Une puissance émise d'au moins 10 mW est nécessaire pour d'une part injecter le préamplificateur et d'autre part servir d'oscillateur

local (cf. figure 1-10). A ces critères s'ajoutent une variation relative de puissance émise inférieure à 10% dans tout le domaine de fonctionnement.

Caractéristiques	**Valeurs**
Températures de fonctionnement	Comprises entre -20°C et +50°C
Longueur d'onde	Comprise entre 1,53 µm et 1,56 µm
Largeur spectrale	< 200 kHz
Puissance en sortie	> 10 mW
Stabilité en puissance	< 10 %
Bruit d'intensité relatif	< -140 dB / Hz pour ν > 5 MHz

tableau 1-2 : Spécifications de l'injecteur planaire pour le projet NESLIE (2006-2009).

Par ailleurs, un bruit d'intensité relatif inférieur à -140 dB / Hz est requis au delà d'une fréquence de 5 MHz. C'est en effet à partir de cette fréquence que l'on souhaite détecter le signal Doppler. Celle-ci correspond à un déplacement d'environ 4 $m.s^{-1}$, à partir duquel on souhaite connaître la vitesse de l'avion.

Le projet NESLIE a permis de qualifier en vol les dispositifs faits par échange d'ions sur verre. Il permet donc d'envisager la poursuite de l'intégration des composants sur une puce de verre. En effet, intégrer d'autres composants sur un substrat planaire augmenterait la compacité du système tout en réduisant sa sensibilité aux vibrations mécaniques de l'aéronef. Par ailleurs, l'augmentation de la puissance de l'injecteur est aussi une possibilité pour augmenter la compacité et réduire la consommation. Obtenir une puissance initiale plus importante permettrait en effet de réduire la consommation ainsi que la taille des amplificateurs. L'optique intégrée sur verre offre plusieurs axes pour intégrer plus fortement ce système d'émission que nous allons détailler.

1.3.3. Apports envisagés de l'optique intégrée planaire

La figure 1-12 (a) rappelle l'architecture du système d'émission actuel. La partie (b) montre celle réalisable à long terme lorsque l'ensemble des fonctions sont intégrées sur verre. Ces phases d'intégration doivent se faire à performances égales. Trois composants sont donc à intégrer sur un substrat de verre planaire afin de rendre le système d'émission plus robuste face aux vibrations et de poursuivre la miniaturisation du LiDAR. Il s'agit de l'isolateur, du démultiplexeur et de la diode laser de pompe.

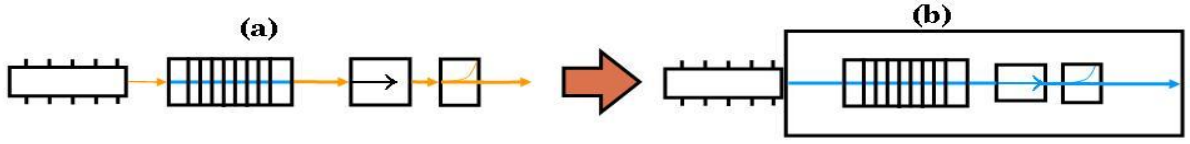


figure 1-12 : Rappel du système d'émission optique des projets NESLIE et DANIELA **(a)** et schéma du système idéal, intégrant les composants sur un substrat de verre **(b)**.

1.3.3.1. Multiplexeur pompe / signal

Il existe plusieurs dispositifs intégrés sur verre réalisant les fonctions de multiplexage / démultiplexage. Aux longueurs d'ondes 0,98 µm / 1,55 µm, il existe trois principaux types de dispositifs : les interféromètres à modes multiples [11], les structures à fuite [12] et celles à couplage adiabatique [13, 14]. Ces derniers possèdent désormais les caractéristiques compatibles avec les contraintes technologiques liées au composant actif : pertes à la longueur d'onde du signal très faibles, fonctionnement large-bande et encombrement réduit. En effet, une jonction Y asymétrique dont la branche supportant le signal est enterré dans le volume du verre a montré en 2011 [14] une largeur de bande passante de 240 nm autour de la longueur d'onde du signal et un encombrement réduit, comme le montre la figure 1-13.

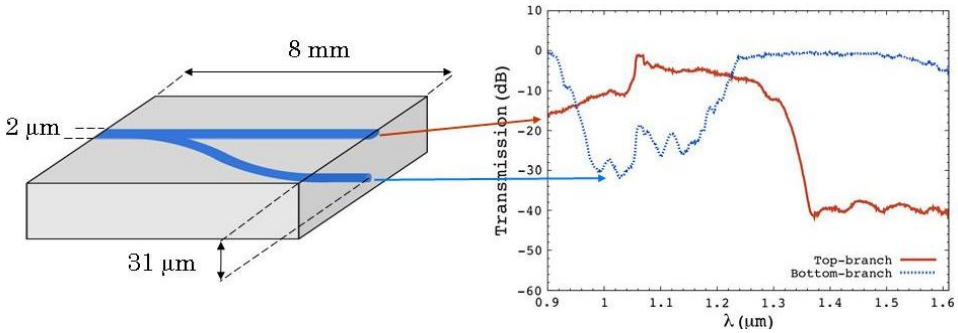


figure 1-13 : Duplexeur large-bande pour le mélange et la séparation de la pompe et du signal. La structure est représentée à gauche et la transmission mesurée est montrée à droite, d'après [14]

1.3.3.2. Isolateur

Les isolateurs optiques utilisent la propriété non-réciproque des matériaux magnéto-optiques. La première démonstration d'un isolateur optique monolithique a été faite sur un substrat de silicium sur silice en 2011 [15]. Ce dispositif présente une isolation de 19,5 dB à la longueur d'onde 1,55 µm et requiert l'utilisation d'un aimant permanent externe. D'autres structures, compatibles avec l'échange d'ions sur verre, ont été proposées. Elles intègrent des particules présentant une aimantation rémanente dans un matériau déposé en surface des guides d'ondes. Une rotation de Faraday de 26 ° cm^{-1} a ainsi été démontrée en 2011 [16]. Cette valeur permet d'espérer la réalisation d'un premier démonstrateur de l'isolateur à moyen terme mais ne permet pas d'envisager une application industrielle à court terme.

1.3.3.3. Diode laser de pompe

Les diodes laser de pompe sont utilisées pour peupler le niveau métastable de l'Erbium. Leur spectre d'émission doit donc être centré sur un pic d'absorption du milieu à pomper tandis que leur puissance doit être la plus élevée possible afin de générer un

signal important. Le couplage avec les amplificateurs optiques est réalisé grâce à une fibre optique monomode, couplée à la diode laser. Les dispositifs ainsi réalisés émettent jusqu'à un watt à 980 nm [17] sur une bande spectrale de largeur à mi-hauteur de un nanomètre [18]. Augmenter cette puissance est délicat car la trop forte densité de puissance dans la diode laser détruit le dispositif.

L'enjeu lié aux diodes laser de pompe pour le micro-LiDAR est donc double. D'une part, hybrider la diode laser sur un substrat de verre permettrait de supprimer une fibre et de gagner en stabilité et en compacité. D'autre part, augmenter la puissance émise par la pompe permettrait d'extraire plus de puissance de l'injecteur et donc de supprimer un étage d'amplification. Le pompage de l'injecteur est donc un aspect présentant une marge d'amélioration importante et c'est sur ce point que ce sont portés les travaux de cette thèse.

La partie suivante détaille donc les diodes laser de pompe commerciales actuellement employées pour le pompage des ions terres rares Yb^{3+} et Er^{3+}. Elle donne ensuite l'état de l'art des recherches sur les solutions qui permettent de dépasser les performances actuelles.

1.4. Diodes laser de pompe à λ = 980 nm

1.4.1. Principe de fonctionnement d'une diode laser

L'émission optique d'un semi-conducteur repose sur la recombinaison radiative des paires électron-trou. Il faut ainsi créer une zone d'accumulation de ces porteurs libres dans un matériau présentant une probabilité de recombinaison radiative élevée. Ce matériau est appelé milieu actif ou à gain. La figure 1-14 montre à gauche le schéma d'une diode laser à double hétérojonction.

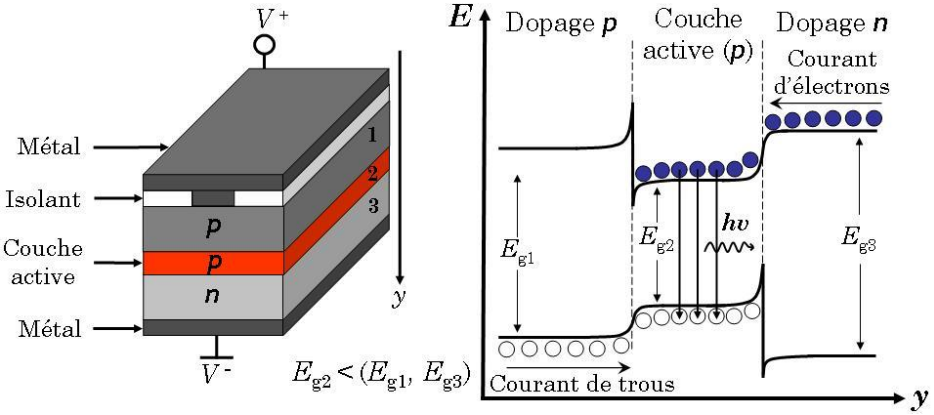


figure 1-14 : Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques associée lors d'une polarisation directe.

Cette structure et ses variantes à puits quantiques sont les plus répandues pour la génération de lumière dans les semi-conducteurs. Dans la configuration la plus simple, une couche active est entourée par deux milieux de dopage opposé et dont l'énergie de bande interdite est supérieure à celle de la couche centrale. Les barrières de potentiel créées permettent de confiner les porteurs de charge dans le milieu actif. En appliquant un potentiel du côté dopé « p » supérieur à celui du côté « n », on injecte des paires électron-trou dans la couche active. La structure de bandes électroniques correspondante est montrée à droite de la figure 1-14. Cette polarisation directe permet la recombinaison radiative des porteurs dans le milieu à gain et génère de la lumière.

L'effet laser, qui sera détaillé dans le chapitre 2, est obtenu si l'on place cette structure dans un résonateur optique. Ce résonateur peut être réalisé en clivant la structure perpendiculairement à son axe optique. On parle alors d'une diode laser Fabry-Perot. La polarisation directe apportant l'inversion de population du milieu actif, le résonateur fournissant la rétroaction pour l'oscillation des photons, l'effet laser peut être engendré grâce à l'émission stimulée. Le fonctionnement d'une diode laser sera étudié plus en détail dans le chapitre 2.

Les lasers à semi-conducteurs émettent des photons dont l'énergie est supérieure ou égale à celle du « gap » E_g de la couche active. Leur longueur d'onde d'émission maximale λ_g est donc reliée à cette énergie par : $\lambda_g = hc / E_g$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide. C'est à cette longueur d'onde que les recombinaisons des paires électron-trou sont les plus probables car les états électroniques correspondants sont les plus peuplés. On peut donc contrôler la longueur d'onde d'émission des semi-conducteurs en choisissant les matériaux présentant l'énergie de « gap » adaptée. La figure 1-15 présente les alliages ternaires et quaternaires des semi-conducteurs les plus courants.

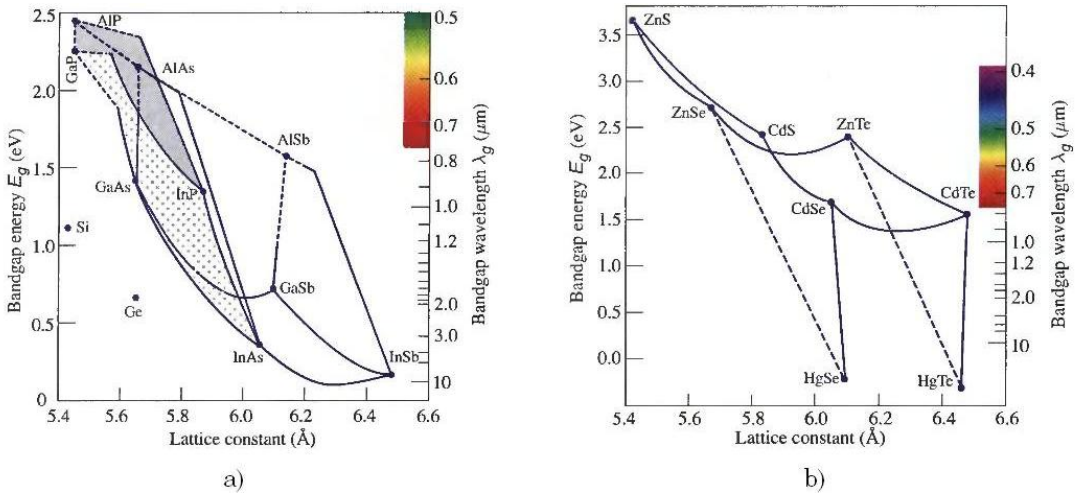


figure 1-15 : Bande interdite, longueur d'onde et paramètre de maille pour a) des alliages ternaires et b) des alliages quaternaires de semi-conducteurs, d'après [19].

Seuls les matériaux à « gap » direct, en trait plein, peuvent être utilisés pour une émission optique efficace. Deux alliages peuvent ainsi être choisis pour émettre à λ = 980 nm. On trouve d'une part les lasers à base de GaAs et d'autre part les lasers à base d'InP. La croissance par épitaxie de couches contraintes d'$In_{1-x}Ga_xAs$ sur substrat de GaAs [20] est la solution la plus couramment rencontrée pour émettre autour de λ = 980 nm. L'emploi de ces matériaux règle le pic d'émission de la diode laser sur le maximum d'absorption des transitions de l'Yb^{3+} et de l'Er^{3+}.

En raison de la double hétérojonction, la lumière émise est confinée verticalement au niveau de la couche active car la différence d'indice de réfraction entre celle-ci et les couches externes crée un guide d'onde. La dimension verticale du mode guidé est ainsi contrôlée par l'épaisseur de la couche active et par son saut d'indice avec les couches qui l'entourent. De plus, un confinement horizontal peut être ajouté par la création d'un guide d'onde diélectrique ou par la limitation de la largeur du contact électrique. On parle alors respectivement de diodes laser guidées par l'indice ou guidées par le gain. La figure 1-16 présente plusieurs géométries de laser pour les alliages GaAs/AlGaAs.

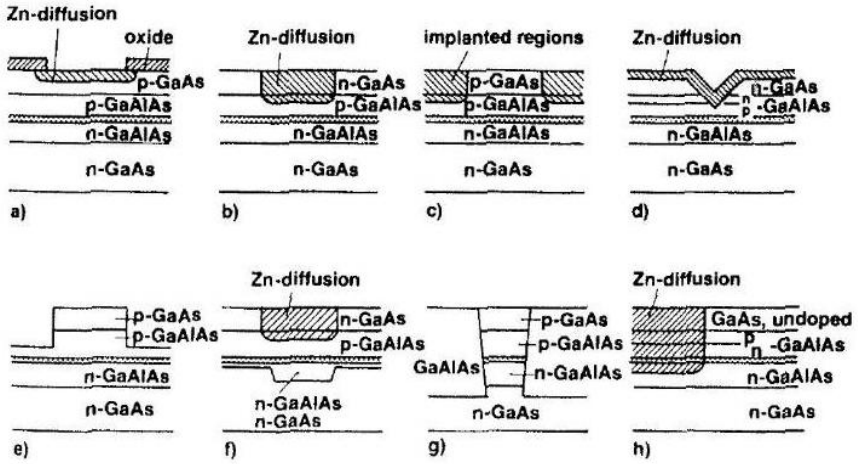


figure 1-16 : Quelques structures lasers faites en GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$, d'après [21].

La première ligne [a)-d)] concerne des structures guidées par le gain. La largeur du contact électrique peut être définie par une ouverture dans un oxyde et une zone dopée Zn a), une seule zone diffusée de Zn b), deux zones à haute résistance c) ou une rainure en forme de V d). La seconde ligne [e)-h)] concerne des structures guidées par l'indice. Le guide d'onde peut être créé en laissant intact le milieu actif et en changeant l'épaisseur des couches voisines, comme montré sur e) et f). Il peut aussi être réalisé en modifiant directement le milieu actif, en le gravant g) ou en le dopant h). La largeur du contact électrique ou du guide d'onde est dimensionnée en fonction des conditions d'émission modale souhaitées.

Quelle que soit la configuration retenue, le confinement est moins fort dans la direction horizontale que dans la direction verticale. L'axe horizontal est donc communément appelé axe lent et l'axe vertical est qualifié d'axe rapide au vu de la divergence du faisceau en sortie de la diode laser.

Comme les terres rares utilisées dans les milieux à pomper présentent une bande d'absorption large (1,5 nm de large pour un coefficient d'absorption supérieur à 90 % du maximum [22]), les diodes laser de pompe ne nécessitent pas une largeur de raie extrêmement fine. Les résonateurs Fabry-Perot sont les résonateurs les plus couramment employés pour les diodes de pompe. En effet, bien que présentant une émission multi-fréquence (plusieurs modes longitudinaux oscillent), ils impliquent des spectres d'émission suffisamment fins (strictement inférieurs à 2 nm pour les largeurs à mi-hauteur) pour être contenus dans la bande d'absorption du milieu à pomper. Ces résonateurs ont de plus l'avantage de présenter un meilleur rendement énergétique et d'offrir un coût de fabrication plus faible que ceux des autres résonateurs (notamment les lasers DFB et DBR « Distributed Bragg Reflector »).

Les diodes laser Fabry-Perot sont donc les structures couramment employées pour le pompage optique des milieux dopés avec des terres rares. Afin de faciliter l'alignement avec les milieux actifs les diodes laser de pompe présentent une sortie fibrée. La figure 1-17 montre la vue du dessus d'une diode et de sa fibre de collection. Celle-ci est positionnée avec précaution afin de maximiser l'efficacité de couplage avec la diode laser.

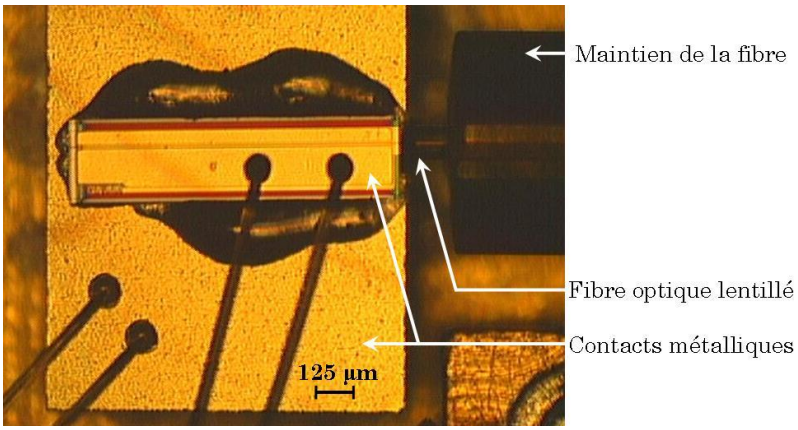


figure 1-17 : Photographie prise au microscope optique d'une diode laser et de sa fibre de collection. Le système est fabriqué par Nortel Networks.

1.4.2. Diodes laser de pompe à ruban étroit

Pour obtenir un couplage efficace avec des fibres ou des guides monomodes, les diodes laser ne doivent supporter qu'un seul mode transverse. Les diodes laser dont l'émetteur est suffisamment étroit permettent de respecter cette contrainte.

1.4.2.1. Adaptation du mode guidé

Les lasers à semi-conducteurs présentent des modes guidés qui sont confinés et asymétriques. Ils sont donc peu compatibles avec ceux supportés par la fibre optique de collection, étendus et circulaires.

La limite théorique au couplage en bout est de 40 % entre ces deux types de composants [23]. Cette efficacité peut être augmentée en utilisant une fibre optique lentillée à saut d'indice [24] ou à gradient d'indice [25]. Ces techniques permettent d'augmenter le couplage jusqu'à 90 %, en compensant l'asymétrie et l'astigmatisme des diodes laser.

Une autre solution pour le couplage, moins coûteuse, consiste à dimensionner le faisceau de la diode pour adapter sa dimension horizontale à celui de la fibre. Un guidage latéral le plus faible possible, augmentant la taille du champ, doit alors être réalisé. Ces guides d'ondes à faible confinement peuvent être fabriqués en utilisant par exemple un guide d'onde à arêtes. Une fibre à saut d'indice lentillée en forme simple de coin (« wedged fiber ») peut alors être utilisée. La figure 1-18 présente la coupe et les matériaux d'une telle diode laser de pompe émettant à $\lambda = 980$ nm. Le milieu actif est constitué du puits quantique fait en InGaAs, épitaxié sur un substrat de GaAs. Autour de cette double hétérojonction, le matériau AlGaAs assure la bonne injection des porteurs libres[6]. La couche d'AlGaAs dopée p^+ est partiellement gravée pour créer le ruban du guide à arêtes permettant de contrôler l'extension latérale du mode guidé.

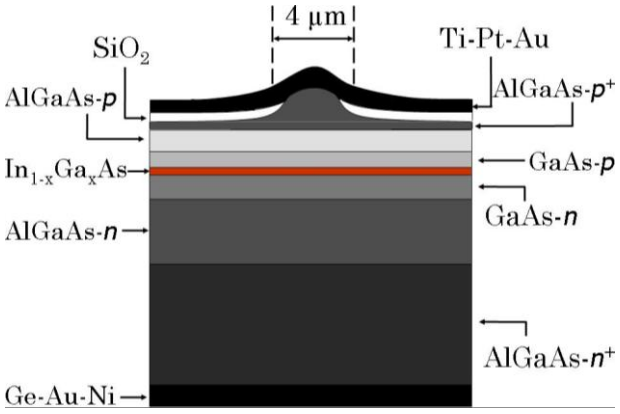


figure 1-18 : Coupe d'une diode laser à arête augmentant la taille horizontale du mode guidé dans la diode, d'après [26].

Un soin particulier est apporté au dimensionnement de ce confinement car l'apparition d'un mode secondaire entraîne une variation du couplage avec la fibre. Ce phénomène, nommé anomalie (ou kinks en anglais), peut être repoussé en augmentant le seuil d'oscillation pour les modes d'ordres supérieurs. Une diode laser (InGaAs–GaAsP),

[6] L'alliage InGaAsP est parfois utilisé à la place de l'AlGaAs afin d'obtenir une facette de meilleure qualité.

émettant 1,5 W sur un mode dont les dimensions à mi-hauteur du maximum d'intensité sont 3,1 µm × 1,5 µm, a ainsi été réalisée en 2008 [27].

1.4.2.2. Stabilisation spectrale

La longueur d'onde d'émission des diodes laser à ruban étroit varie à cause de l'échauffement thermique occasionné par l'injection des porteurs. La littérature et les constructeurs reportent une dérive de l'ordre de 10 $nm.A^{-1}$ et de 0,3 $nm.K^{-1}$. Le spectre de la diode laser doit donc être stabilisé en longueur d'onde pour assurer un pompage efficace sur toute la plage de fonctionnement de courant et de température. La solution retenue est celle d'un résonateur externe à la diode laser et sélectif en longueur d'onde ajouté sur la fibre de collection [28, 29]. Un mode de réalisation, breveté en 1996 [30], est représenté sur la figure 1-19.

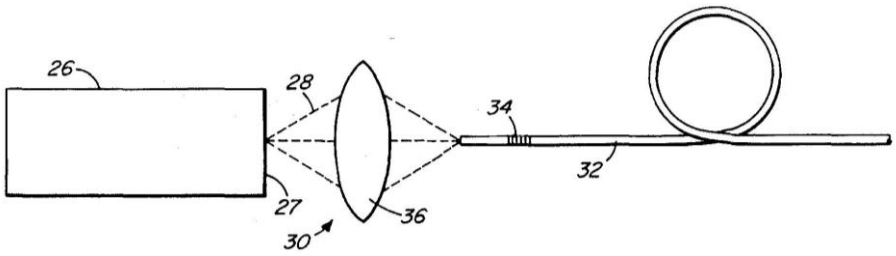


figure 1-19 : Schéma d'une diode laser (26) dont l'émission est stabilisée par un réseau de Bragg (34) intégré sur une fibre optique monomode (32), d'après [30].

Dans cette invention, l'émission de la diode est couplée dans une fibre optique monomode grâce à une optique qui adapte le mode émis par la diode au mode guidé par la fibre. Un réseau de Bragg inscrit sur la fibre induit une réflexion contra-propagative et sélective en longueur d'onde. La largeur spectrale de la réflectivité du réseau, typiquement comprise entre 0,05 nm et 1 nm, est incluse dans le spectre d'émission de la diode laser. La rétroaction optique stabilise l'émission de la diode autour de la longueur d'onde de Bragg. La variation de la longueur d'onde n'est ainsi plus autant sujette à l'injection des porteurs et à la variation de la température.

1.4.2.3. Stabilisation temporelle

Les diodes laser Fabry-Perot présentent une émission multi-fréquence. Elles peuvent donc souffrir du bruit de saut modal et de partition modal [31]. Du bruit vers les basses fréquences peut alors être engendré, déstabilisant l'émission du milieu actif à pomper. Les diodes laser doivent donc être également stabilisées en puissance. Cette stabilisation peut être effectuée avec la même structure que la figure 1-19. Le rôle de la rétroaction optique est alors de briser la cohérence du laser, le faisant entrer dans un régime appelé effondrement de cohérence, expliqué théoriquement depuis 1985 [32].

Comme la fibre à réseau de Bragg stabilise l'émission de la diode laser sur la longueur d'onde de Bragg et centre les modes longitudinaux de la cavité externe autour de cette longueur d'onde, les multiples modes longitudinaux, d'autant plus nombreux que le réseau de Bragg est éloigné de la diode laser, réduisent le bruit d'intensité à basse fréquence dû aux sauts de mode dans la diode laser [29]. De plus, bien que la répartition d'intensité lumineuse puisse changer entre les modes, leur nombre important implique un bruit de partition modale faible [31]. Ainsi la diode laser possède un bruit d'intensité à basse fréquence très réduit et peut être utilisée comme source d'énergie stable pour le milieu à pomper.

La stabilisation en longueur d'onde et en intensité est donc réalisée avec une rétroaction optique, sélective en longueur d'onde et placée au-delà de la longueur de cohérence du laser afin de limiter les effets de déphasage. Ces caractéristiques, associées à leur taille réduite et leur faible consommation, ont fait de ces diodes laser stabilisées par une fibre de Bragg les sources les plus employées pour le pompage dans amplificateurs ou des lasers à fibres. On trouve donc une littérature fournie sur le sujet dont quelques exemples significatifs vont être détaillés.

1.4.2.4. Principaux dispositifs

Le tableau 1-3 résume les caractéristiques de quelques diodes laser de pompe émettant à $\lambda = 980$ nm. Ce sont toutes des diodes Fabry-Perot, chacune couplée à une fibre optique monomode comportant un réseau de Bragg. On reporte pour chaque dispositif les valeurs de la puissance en sortie de la fibre P_s, la dérive en température du spectre $\Delta\lambda / \Delta T$, le type de couplage entre la diode et la fibre, les pertes associées α_c, la réflectivité R_B du réseau de Bragg, la longueur de la cavité externe L_{ext} et la quantité η de lumière renvoyée à l'intérieur de la diode laser. Les points d'interrogations correspondent aux données non fournies dans les publications.

Trois caractéristiques communes peuvent être dégagées :

- La dérive de la longueur d'onde avec la température semble avoir atteint son minimum, de l'ordre de 0,01 nm.K^{-1}. Cette dérive correspond à la dilatation thermique de la fibre optique, modifiant le pas du réseau de Bragg et l'indice de réfraction. Elle est donnée par : $\frac{d\lambda}{dT} = \lambda\left(\alpha_L + \frac{1}{n}\alpha_n\right)$, où α_L est le coefficient de

dilatation thermique et α_n est le coefficient lié à la variation thermique de l'indice de réfraction[7].

- Les pertes par couplage entre la diode laser et la fibre optique monomode sont quasiment constantes et atteignent 1 dB, soit 80 % d'efficacité, grâce à l'utilisation d'optiques de couplage adaptées.
- La faible réflectivité du réseau, de quelques pourcents, implique une rétroaction optique au sein de la diode préférentiellement située dans la gamme -20 dB à -17 dB.

P_s [W]	$d\lambda / dT$ [nm / K]	Couplage DL / FO	α_c [dB]	R_B [%]	L_{ext} [cm]	η [dB]	Rèf.
0,1	0,004	Lentille asphérique	2,2	2 – 3	> 5 – 10	-19,5	[29]
0,2	0,01	Wedged lens	1,3	?	?	?	[33]
0,2	?	Fibre lentillée	?	6	40	?	[34]
0,3	?	?	?	3	84	?	[35]
0,5	?	Wedged lens	1	2 – 4	?	≈ -18	[36]
0,5	0,007	Wedged fiber	1	1 – 10	100–200	-22 –-12,5	[37]
0,5	?	Fibre lentillée	≈ 1,3	≈ 4	100–300	≈ -17	[38]
1	0,01	Double lentille	?	3	300	?	[17, 39]

tableau 1-3 : Exemples de réalisation de diodes laser de pompe monomodes stabilisées avec une fibre à réseau de Bragg.

Ces diodes laser de pompe ont donc une puissance en sortie pouvant atteindre un watt optique. Cependant, de telles puissances émises impliquent des densités de puissance optique et électrique très élevées dans une diode laser dont le volume est de quelques centaines de micromètres cubes. Celle-ci peut déboucher sur des effets thermiques qui limitent son fonctionnement.

1.4.2.5. Modes de défaillance et limitations

La littérature s'accorde sur trois modes de défaillance principaux, reposant tous sur un échauffement local dans la diode laser trop important pour pouvoir être dissipé et conduisant à la détérioration du matériau :

- Le refroidissement non homogène de la jonction peut créer un point chaud à fort courant. Le point chaud réduit localement l'énergie du gap. Cela implique une accumulation des porteurs localement plus importante, ce qui augmente la

[7] Ces coefficients pour de la silice pure valent : $\alpha_L = 6\times10^{-7}$ K^{-1}, $\alpha_n = 1{,}2\times10^{-5}$ K^{-1} et n = 1,46. A 980 nm, la dérive de la longueur d'onde avec la température est donc $d\lambda / dT = 0{,}009$ nm.K^{-1}.

température. Un emballement peut donc se développer au-delà d'une température locale critique. Cet effet se produit le plus souvent sur la facette de sortie. Elle supporte en effet la densité de porteurs la plus grande, est moins bien refroidie et à la fois plus propice à l'échauffement selon la qualité du clivage et d'un éventuel dépôt de couches minces. Tout ou partie du miroir est alors détruit [40]. Des travaux ont été conduits pour éviter l'accumulation de porteurs et l'échauffement sur les facettes [41, 42].

- La présence de défauts dans la structure cristalline est également un facteur de défaillances. Ils peuvent introduire des centres recombinants non radiatifs au sein de la bande interdite. Un point chaud s'y développe, et peut aboutir à un emballement thermique détruisant le matériau. Un soin particulier est donc porté sur cet aspect du processus de fabrication.
- La dégradation accélérée des facettes est la troisième source possible d'échauffement. La présence d'oxygène, même en faible quantité, accélère la décomposition de GaAs en Ga et As [43]. Ces défauts forment des centres de recombinaison non radiatifs et aboutissent à la destruction catastrophique du miroir. Ce mode de défaillance peut être supprimé en déposant une couche, dite de passivation, sur la surface des facettes Cette couche est le plus souvent constituée de silicium [41] et est déposée dans une atmosphère totalement exempte d'oxygène.

Travailler sur ces modes de défaillance a permis d'augmenter la puissance optique émise. A ce jour, la puissance maximale reportée pour une diode laser monomode émettant à la longueur d'onde de 980 nm est de 2,35 W à une température de 25°C. Cette valeur a été atteinte en 2006 grâce à une réduction des pertes de propagation à 0,6 cm^{-1} et une longueur d'émetteur de 4,5 mm [39]. C'est ce même dispositif qui a permis d'atteindre un watt dans les diodes laser de pompe vues dans le tableau 1-3. Cette approche de réduction des pertes a cependant un coût et les prix des diodes laser dont la puissance dépasse un watt sont encore élevés (supérieurs à 3 k€ en 2009).

Une façon plus économe d'accroître cette puissance optique est d'augmenter la taille du mode guidé. Cela permet d'obtenir une puissance plus importante tout en gardant la même densité de puissance dans la diode laser.

1.4.3. Diodes laser à épanouisseur

Pour diminuer fortement la densité de puissance tout en garantissant une émission monomode robuste, la solution est d'augmenter localement la taille de l'émetteur. Les premières diodes laser à épanouisseur ont été développées dans les années 90 [44].

1.4.3.1. Géométrie

La figure 1-20 montre la forme en entonnoir de l'émetteur. Ces diodes présentent une zone d'émission horizontale plus large vers les extrémités de l'émetteur ou au moins vers la facette de sortie, zone où les défaillances sont les plus probables. Ces dispositifs permettent d'augmenter les puissances émises en réduisant la densité de puissance sur les zones sensibles. La zone étroite et monomode dans la cavité agit alors comme un filtre modal et n'autorise que l'oscillation du mode fondamental.

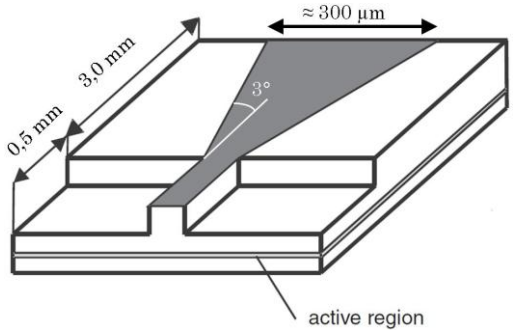


figure 1-20 : Diode laser à épanouisseur selon [45].

Une diode laser épanouisseur présentant à la fois une efficacité de 57%, une émission limitée par la diffraction et une puissance de 8 W a été démontrée avec une largeur d'émetteur de 300 µm sur la facette de sortie [45]. Représentée sur la figure 1-20, cette structure présente une partie monomode guidé par l'indice longue de 0,5 mm et un épanouisseur guidé par le gain long de 3 mm et dont le demi-angle vaut 3°. Une puissance de 16 W a également été reportée avec une largeur du ruban large de 420 µm mais au détriment de la qualité du faisceau et du rendement énergétique [46].

1.4.3.2. Stabilisation

La stabilisation en longueur d'onde et en intensité nécessaire au pompage du milieu actif peut être effectuée par un réseau de Bragg volumique ou par une fibre de Bragg. Les réseaux de Bragg volumiques impliquent l'utilisation d'optique de volume afin d'y focaliser le faisceau de la diode laser [47]. Une fibre de Bragg lentillée placée du côté étroit pourrait être couplée directement en bout et servir de voie de sortie pour la puissance de pompe mais les modes de défaillance vus plus haut limitent la puissance disponible sur cette facette. La stabilisation par une fibre de Bragg placée du côté large, et qui constitue la sortie du dispositif, est donc préférée [48]. Comme le montre la figure 1-21, cette stabilisation nécessite un système optique afin de coupler le champ de la diode vers la fibre optique monomode.

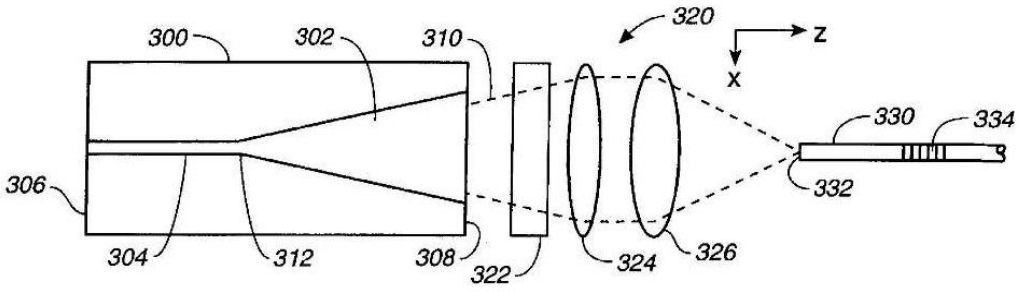


figure 1-21 : Diode laser à épanouisseur stabilisée par une fibre de Bragg placée du côté large. Le champ de la diode laser est adapté est celui supporté par la fibre grâce à des optiques de volume, d'après [48].

1.4.3.3. Fiabilité

Les publications font état d'une durée de vie de 7500 heures pour une température de 50 °C dans la jonction de la diode laser [49]. Les diodes laser à épanouisseurs actuellement disponibles dans le commerce présentent une durée de vie de 10 000 heures entre 15 °C et 30 °C uniquement [50]. Ces durées de vie réduites et la gamme de température limitée sont clairement incompatibles avec le cahier des charges d'un LiDAR embarqué.

Pour les applications qui requièrent une plus grande fiabilité et une puissance de pompe supérieure à un watt, les diodes laser à ruban large sont donc préférées.

1.4.4. Diodes laser à ruban large

Dans le cas où l'émetteur est élargi sur toute la longueur du milieu actif, l'émission est multimode dans la direction horizontale. Ces diodes lasers sont dites à ruban large (« Broad Area Laser Diode »). L'enjeu consiste alors soit à adapter le milieu actif à pomper, soit à extraire le maximum de puissance émis par la diode sur son mode fondamental.

1.4.4.1. Géométrie

L'extension latérale de ces diodes est délimitée par la largeur du contact électrique. Il est dimensionné pour obtenir une zone d'émission lumineuse large de quelques dizaines à plusieurs centaines de microns. La section transverse de la cavité laser étant plus large, on peut ainsi atteindre des puissances optiques émises élevées sans pour autant que la densité de puissance intra-cavité ne crée de points chauds. De plus, les pertes lumineuses lors de la propagation dans la cavité sont réduites par rapport aux émetteurs monomodes : les défauts liés à la définition des bords des motifs ont moins d'influence. Plusieurs publications font ainsi état d'un coefficient d'atténuation de 0,2 cm^{-1} [51, 52]. Ces caractéristiques font des diodes à ruban large des candidats de choix pour le pompage à haute puissance.

En revanche, leur émission latérale, multimode, empêche le pompage d'une structure monomode : le recouvrement entre les modes de la pompe et celui du signal est en effet extrêmement faible. Par ailleurs, la stabilisation spectrale de ces diodes laser ruban n'est pas intégrée. L'ajout d'un réseau de Bragg sur une fibre optique multimode étant inefficace, l'emploi de réseau de Bragg volumique pour créer la rétroaction est préféré [53] mais il implique une zone de propagation en espace libre, diminuant l'intégration du dispositif.

On trouve plusieurs solutions permettant aux diodes laser à ruban large de dépasser ces inconvénients.

1.4.4.2. Adaptation du milieu à pomper

La première solution consiste à adapter la géométrie du milieu pompé aux diodes multimodes tout en assurant une émission monomode pour le signal.

Ainsi, on trouve des lasers à fibres à double cœur, où seul un fin cylindre central est actif. La pompe multimode se propage dans un second cœur large entourant le milieu actif. Les fibres à double cœur dopés Ytterbium pompés par des assemblages de diodes à ruban large permettent l'émission de plusieurs centaines de watts à 980 nm. La faible efficacité de recouvrement pompe / signal est alors compensée par un milieu actif long de plus de 10 mètres [54].

Il existe aussi des solutions dans la technologie de l'échange d'ions. Elles utilisent des verres hybrides, comportant une zone active et une zone passive intégrées sur le même substrat. La figure 1-22 montre la réalisation d'un épanouisseur dont la zone large est active et la zone étroite est passive [55]. L'émission de la diode de pompe à ruban large est focalisée sur l'entrée large (100 µm) du verre hybride grâce à une paire de lentille asphérique et une paire de prisme à anamorphose, utilisée pour compenser l'asymétrie du faisceau optique de la pompe. Le milieu actif est constitué d'un guide d'onde multimode dont la largeur se rétrécit, et il est placé dans le verre phosphate co-dopé Ytterbium / Erbium. Il est inséré dans un résonateur formé par un miroir diélectrique placé sur la facette d'entrée du verre et par un réseau de Bragg intégré sur la sortie monomode de l'épanouisseur, dans la partie passive de la structure. Ce réseau assure une rétroaction monomode et permet de générer l'oscillation monomode du signal laser à $\lambda = 1{,}54$ µm. Une puissance de 54 mW a été mesurée dans cette configuration DBR pour une puissance de 4 W émise par la pompe.

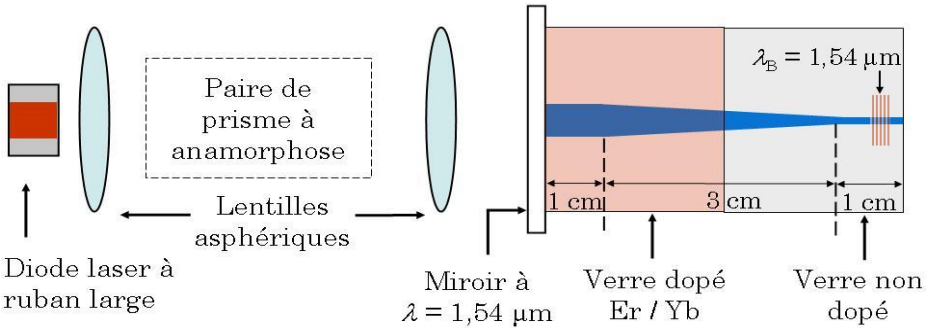


figure 1-22 : Emission d'un signal monomode utilisant une diode laser multimode couplé dans un verre hybride, d'après [55].

Une autre structure hybride, composée de deux substrats reportés l'un sur l'autre a été breveté en 2002 [56, 57] et réalisée en 2010 [58]. La figure 1-23 montre sa vue en coupe. Un guide large, situé dans la partie passive et multimode dans les deux directions, est dimensionné pour offrir un couplage élevé avec la diode laser. Un substrat actif comportant des guides d'ondes monomodes est reporté sur la face supérieure. La puissance de pompe couplée dans le guide large passif se transmet progressivement dans les guides étroits monomodes situés dans la partie active. Des simulations ont montré un gain petit signal de 3 dB / cm. Cette configuration rappelle celle des fibres à double cœur.

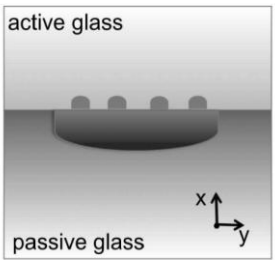


figure 1-23 : Coupe d'un verre hybride comportant un guide multimode pour la pompe et quatre guides monomodes à la longueur d'onde du signal, d'après [58].

Ces deux structures ont l'inconvénient de ne pas stabiliser la pompe en longueur d'onde. Ce type de solution n'est de plus pas adapté dans notre cas : le milieu à pomper ne doit pas être modifié et il n'est pas adapté en l'état à un pompage multimode.

1.4.4.3. Filtrage et verrouillage modal

Une seconde solution est de filtrer toute la puissance supportée par les modes d'ordre supérieur. On trouve des dispositifs qui agissent comme un filtre modal. Ils utilisent un épanouisseur externe à la diode laser. Le couplage entre la diode et l'épanouisseur peut se faire via de l'optique de volume, une fibre lentillée [59] ou directement en bout dans le cas d'un guide réalisé dans une technologie à fort saut d'indice [60, 61]. La sortie est monomode mais la puissance supportée par les modes d'ordre supérieur est rayonnée lors de la propagation dans l'épanouisseur. Plus la diode

laser émet une puissance élevée, plus son émetteur est large, et plus ces pertes sur les modes rayonnés sont importantes.

On préfère ainsi une approche qui agit directement sur la diode laser à ruban large afin de la faire fonctionner préférentiellement sur son mode fondamental. Deux types de verrouillage sont possibles. On peut utiliser une source externe (laser maître), dont l'émission est celle désirée, pour verrouiller la diode laser. On parle d'injection optique. On peut également utiliser l'émission de la diode de pompe elle-même, la filtrer pour ne garder que les caractéristiques modales et spectrales désirées, et renvoyer cette partie filtrée dans la diode laser. On parle alors de rétroaction optique. Elle permet de n'utiliser qu'un seul émetteur et est donc mieux adaptée aux contraintes d'encombrement et de consommation. Dans ce dernier cas, trois configurations sont proposées :

- les cavités externes qui utilisent un filtre spatial [62],
- les cavités externes qui utilisent une réflexion asymétrique [63-65],
- les cavités externes qui utilisent un filtre modal [66-69].

Le filtre modal a l'avantage d'être réalisé en optique intégrée. Les configurations à filtre modal intégré utilisent un guide d'onde de Bragg monomode pour fermer la cavité externe. La rétroaction est donc à la fois sélective en modes et en longueur d'onde. On peut obtenir ainsi une émission monomode et stable d'une diode laser à ruban large.

Ces dispositifs diffèrent par la nature du guide d'onde et du couplage entre ce guide et la diode. Une fibre optique monomode et un couplage en volume sont utilisés dans [66, 67], comme schématisé sur la figure 1-24 a). Une structure sur substrat planaire est utilisée dans [68, 69], comme le montre la figure 1-24 b).

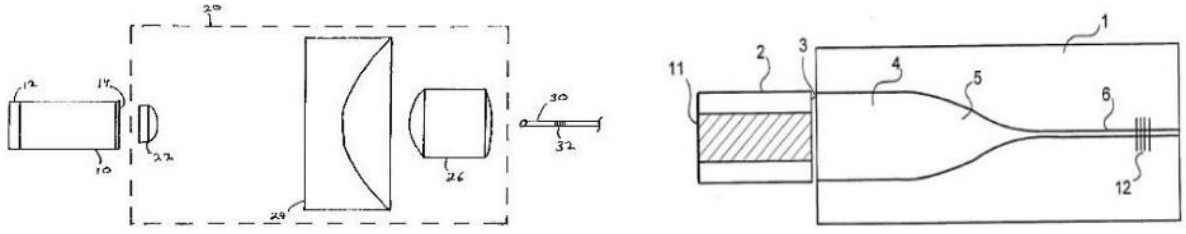


figure 1-24 : Deux modes de réalisation d'une rétroaction sélective en longueur d'onde et en mode sur une diode laser à ruban large. Ces images ont été tirées respectivement de [66] et de [69].

La structure de la figure 1-24 b) présente un système intégré sur une puce optique, sans optique de volume ni fibre optique. Le brevet s'y rapportant, rédigé par P. Benech et D. Barbier et déposé par Teem Photonics en 2001, n'a pas été mis en œuvre car les technologies nécessaires n'étaient pas développées. Cette approche est aujourd'hui prometteuse pour une application embarquée.

1.5. Objectifs de l'étude

1.5.1. Architecture à étudier

Le but de cette étude est d'hybrider et de verrouiller une diode laser à ruban large sur un substrat de verre selon la structure décrite par [69] et détaillée sur la figure 1-25.

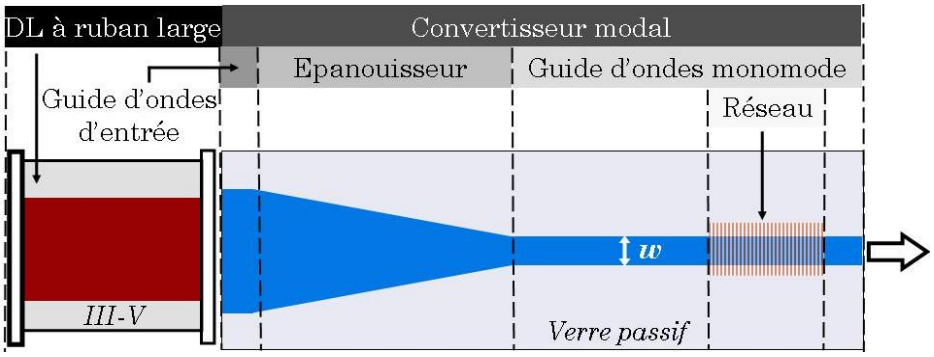


figure 1-25 : Architecture à étudier dans le cadre de la collaboration THALES / IMEP.

Une diode laser à ruban large est couplée à un substrat de verre passif comportant un convertisseur modal et un réseau de Bragg. Le convertisseur possède trois parties. La première est un guide d'onde multimode adapté au couplage en bout avec la diode laser. Il est suivi par un épanouisseur qui filtre tous les modes d'ordres supérieurs et se termine par un guide d'onde monomode. Cette sortie est dimensionnée pour offrir une bonne efficacité de couplage direct avec un laser DFB sur verre ou une fibre optique. Elle comporte une zone monomode sur laquelle est intégré un réseau de Bragg situé au-delà de la longueur de cohérence de la diode laser. Le rôle de ce réseau est double. D'une part, il réfléchit une bande spectrale fine située dans le milieu à gain de la diode et stabilise ainsi la longueur d'onde d'émission. Le régime visé est celui de l'effondrement de cohérence afin de réduire le bruit d'intensité de la pompe. D'autre part, le réseau réfléchit le mode fondamental supporté par le guide d'onde de sortie. Ce mode revient alors sur lui-même et se propage de manière adiabatique dans l'épanouisseur. Il épouse ainsi la forme du mode fondamental de l'entrée large de l'épanouisseur, dimensionnée pour offrir l'efficacité de couplage maximale avec la diode laser. On vise donc le verrouillage de la diode ruban sur son mode fondamental et sa stabilisation en longueur d'onde grâce à une cavité externe planaire monolithique. Cette structure présente trois enjeux technologiques principaux.

- **Hybrider une diode laser à ruban large sur verre**

Le premier concerne l'optimisation du couplage entre la diode laser à ruban large et l'entrée large de l'épanouisseur. Le substrat choisi est un verre qualifié pour l'échange d'ions, nommé GO14 et développé par Teem Photonics S.A. car sa compatibilité pour le

couplage en bout avec le milieu actif est démontrée. Cependant les modes guidés y sont plus étendus que ceux des diodes laser. Il faut donc adapter le guide de couplage en entrée afin le rendre compatible avec l'émetteur de la diode laser à ruban large. L'optimisation de ce couplage en bout, habituellement résolu par de l'optique de volume ou des fibres lentillées, est donc une première étape à franchir.

- **Favoriser l'émission du mode fondamental**

Le verrouillage modal de la diode laser à ruban large est le point clé de l'étude. Il passe par la création d'une cavité externe à la diode. Son but est de créer des pertes sur les modes d'ordre supérieurs pour empêcher leur oscillation laser en ne fournissant la réflexion nécessaire que pour le mode fondamental. Ce mode récupère alors l'énergie disponible du milieu à gain de la diode. L'utilisation d'un guide d'onde monomode est parfaitement adaptée pour cette réflexion car il agit comme un filtre modal parfait. L'épanouisseur devra donc être dimensionné pour convertir toute la puissance du mode fondamental large de l'entrée au mode fondamental étroit du guide de sortie. De plus, il ne devra occasionner aucun couplage sur les modes d'ordre supérieur durant la réflexion contra-propagative. Un épanouisseur possédant ces caractéristiques sera qualifié par la suite d'adiabatique.

- **Stabiliser le spectre en longueur d'onde**

La stabilisation en longueur d'onde d'une diode laser ruban large a déjà été démontrée en optique de volume. L'enjeu sera ici d'intégrer sur verre un réseau de Bragg avec une réflexion correspondant à la longueur d'onde de pompe du système Yb^{3+} / Er^{3+} : λ = 980 nm.

Atteindre ces trois objectifs permettrait la réalisation d'une diode de pompe monomode stabilisée en longueur d'onde avec une puissance en sortie supérieure à celles disponibles actuellement. Utilisant une diode laser à ruban large et une technologie d'échange d'ions sur verre, cette structure réduirait les coûts actuels des diodes laser de pompe, tout en offrant une intégration monolithique peu sensible aux vibrations.

1.5.2. Organisation de l'étude

Le travail menant à cette réalisation a été découpé en trois étapes qui sont présentés dans les chapitres suivants de ce document.

- **Théorie de la rétroaction sur une diode laser (Chapitre 2)**

Les modèles employés pour décrire l'émission laser dans un semi-conducteur à gap direct seront d'abord présentés. La rétroaction optique sur les lasers sera ensuite décrite. Ses

mécanismes seront détaillés afin de dimensionner la force de la rétroaction nécessaire au verrouillage modal et à la stabilisation spectrale de la diode à ruban large.

- **Convertisseur modal (Chapitre 3)**

Le dimensionnement, la fabrication et la caractérisation des guides d'ondes sur verre seront ensuite présentés. Une part importante cette partie sera consacrée à l'étude du couplage en bout avec la diode laser, au procédé de réalisation des guides d'ondes et à l'étude du filtre modal.

- **Cavité externe (Chapitre 4)**

Le dernier chapitre concernera la réalisation de la cavité externe en optique intégrée sur verre. Le montage du banc de fabrication des réseaux de Bragg et leur caractérisation seront d'abord détaillés. La caractérisation du dispositif final, intégrant toutes les fonctions sur la puce optique, sera ensuite présentée.

1.6. Conclusion

Ce chapitre a fixé le contexte et les objectifs de l'étude. Il a d'abord présenté l'élaboration de la mesure de vitesse conventionnelle d'un avion par rapport à l'air. Cette vitesse étant liée à la portance, sa connaissance est essentielle au bon déroulement du vol. Actuellement fondée sur une mesure différentielle de pression, elle doit désormais être accessible dans l'avion grâce à un principe de mesure différent. L'objectif est de munir l'avion d'une voie de mesure de redondance dissemblable. L'anémométrie laser, présentant une dissemblance radicale, a été identifiée comme un bon candidat.

La partie suivante a donc détaillé les configurations possibles. L'anémomètre laser à référence, garantissant une mesure de vitesse même à de faibles densités de particules dans l'atmosphère, est la méthode retenue. Elle mesure le décalage fréquentiel Doppler entre un faisceau de référence placé à bord de l'aéronef et un faisceau rétrodiffusé dans celui-ci par les aérosols contenus dans l'atmosphère. L'optique intégrée sur verre présente un grand intérêt pour ces mesures embarquées. La compacité, la stabilité thermique et mécanique offerte par l'intégration de la partie optique sur un substrat monolithique ont conduit en 2008 à la réalisation du laser d'injection par échange d'ions sur verre. Il s'agit maintenant de continuer cette intégration en travaillant sur la diode laser utilisée pour fournir l'énergie à l'injecteur. Supprimer les fibres optiques les reliant et augmenter la puissance de pompe rendraient le système d'émission du signal à la fois beaucoup plus compact et beaucoup plus stable.

L'état de l'art des diodes laser de pompe, seules candidates garantissant la compacité requise, a ensuite été donné. Le principe de fonctionnement des lasers à

semi-conducteurs est d'abord évoqué puis les trois architectures de diodes laser de pompe sont détaillées. Les diodes laser dont l'émetteur est un ruban étroit, un épanouisseur et un ruban large sont ainsi présentées. Ayant chacune leurs limitations, il convient d'étudier une nouvelle architecture permettant de dépasser ces limitations. L'utilisation d'une diode laser à ruban large placée dans une cavité externe planaire semble être celle la plus adaptée pour être appliqué au pompage de l'injecteur LiDAR.

Finalement, l'objectif de ce travail a été présenté. Il s'agit de réaliser un démonstrateur intégré sur un substrat de verre passif de la structure identifiée. Son principe de fonctionnement, les étapes clés de sa réalisation ainsi que la logique de l'étude ont été fixés.

Chapitre 2
Etude et dimensionnement de la rétroaction sur une diode laser

Sommaire

2.1. Introduction.....40
2.2. Optique et semi-conducteur.....41
2.2.1. Etats électroniques dans un semi-conducteur.....41
2.2.2. Emission et absorption de lumière.....44
2.2.3. Jonctions et confinement.....47
2.3. Diodes laser multimodes.....53
2.3.1. Conditions d'oscillation.....53
2.3.2. Milieu à gain homogène.....55
2.3.3. Milieu à gain inhomogène.....56
2.3.4. Conséquences sur le verrouillage d'une diode laser.....57
2.4. Rétroaction optique sur une diode laser.....58
2.4.1. Régimes de rétroaction optique.....58
2.4.2. Effondrement de cohérence.....60
2.4.3. Verrouillage spectral.....65
2.5. Dimensionnement.....69
2.5.1. Paramètres de la structure.....70
2.5.2. Verrouillage d'une diode laser à ruban large.....70
2.5.3. Paramètres retenus.....72
2.6. Conclusion.....75

2.1. Introduction

L'objectif de ce travail est de démontrer le verrouillage intégré d'une diode laser à ruban large. Ce chapitre est consacré au fonctionnement théorique du dispositif à réaliser. Son but est de dimensionner la structure afin de réaliser les fonctions de verrouillage modal et spectral requises. Il est organisé en quatre parties.

Les mécanismes de la génération de la lumière dans un semi-conducteur sont d'abord présentés. Les structures employées pour optimiser son efficacité sont données. Celle dédiée en particulier aux applications à haute puissance à la longueur d'onde de 980 nm est identifiée.

Supportant de nombreux modes transverses et longitudinaux, le fonctionnement de ces diodes laser est présenté dans la partie suivante. Celle-ci insiste sur la description de la compétition entre modes longitudinaux et entre modes transverses. Cette compétition modale permet en effet d'étudier les effets la rétroaction optique sur une diode laser, dont les caractéristiques seront décrites dans la partie 2.4. A partir de cette étude, nous

identifions la diode laser à ruban large adaptée et dimensionnons la rétroaction optique à lui imposer afin de la verrouiller.

2.2. Optique et semi-conducteur

2.2.1. Etats électroniques dans un semi-conducteur

2.2.1.1. Conduction dans un semi-conducteur

Les semi-conducteurs sont des isolants qui peuvent présenter une conductivité électronique en présence d'une source d'énergie externe. Comme le montre la figure 2-1, leurs principales propriétés sont dues à deux bandes électroniques distinctes : la bande de plus faible énergie est la bande de valence, celle de plus haute énergie est la bande de conduction.

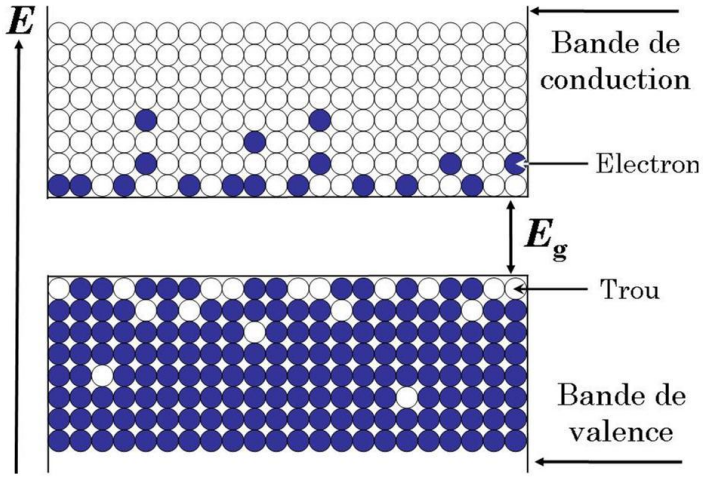


figure 2-1 : Schéma des structures de bandes dans un métal, un isolant et un semi-conducteur.

L'écart en énergie E_g séparant ces deux bandes, appelé énergie de « gap », est suffisamment faible pour permettre le passage d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction dans des conditions énergétiques accessibles à l'expérience.

La conductivité d'un semi-conducteur peut ainsi être augmentée par l'élévation de la température, l'application d'un potentiel, la présence d'un flux lumineux, ou par un dopage lors de sa fabrication. La figure 2-1 montre une situation où quelques électrons ont été excités de la bande de valence vers la bande de conduction. Les places alors vacantes dans la bande de valence sont appelées des trous. Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence sont des porteurs libres, pouvant se déplacer dans le matériau sous l'application d'un champ électrique externe.

L'enjeu est de connaître leur nombre et leur répartition en énergie en fonction de la température, du champ électrique externe ou du flux lumineux imposés.

2.2.1.2. Diagramme de bandes d'énergie

La majorité des dispositifs optiques à semi-conducteurs s'appuient sur des structures cristallines où les atomes sont positionnés autour de nœuds périodiques. Il est ainsi judicieux de visualiser leur diagramme d'énergie dans l'espace de Fourier en fonction des vecteurs d'ondes $k_i = 2\pi / a_i$, où i = (x, y, z) représente une des trois directions de l'espace et où a_i est le paramètre de maille correspondant. Le diagramme « E-k » est alors périodique et il est donc complètement caractérisé dans l'intervalle $[-\pi / a_i, \pi / a_i]$, appelé première zone de Brillouin.

La figure 2-2 présente deux diagrammes de bande typiques : celui du silicium (Si) à gauche et celui de l'arséniure de gallium (AsGa) à droite. Elle montre l'évolution de l'énergie des bandes de valence et de conduction pour deux axes cristallographiques [111] et [100].

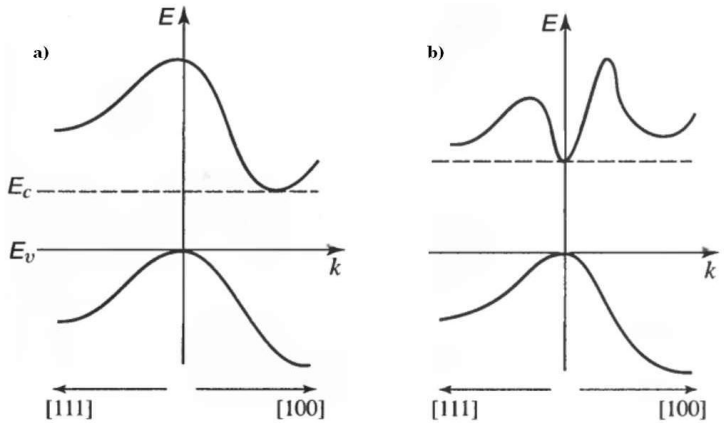


figure 2-2 : Diagramme de bande pour les axes cristallographiques [111] et [100] pour **a)** le silicium et **b)** l'arséniure de gallium, d'après [70].

L'énergie minimale de la bande de conduction est notée E_c ; l'énergie maximale de la bande de valence, E_v. Lorsque ces extrema sont situés à une valeur différente de vecteur d'onde, le matériau est qualifié de semi-conducteur à gap indirect : c'est le cas du silicium. Lorsqu'ils sont situés à la même valeur, le matériau est dit à gap direct, comme l'arséniure de gallium. Leurs énergies de gap ($E_g = E_c - E_v$) valent respectivement 1,12eV et 1,42eV à 25°C.

2.2.1.3. Concentration des paires électrons-trous

Ces diagrammes de bandes permettent de calculer la densité d'états des porteurs libres $\rho(E)$ comprise entre deux énergies E et $(E + dE)$ dans chacune des bandes. En connaissant la probabilité d'occupation $f(E)$ de ces états, qui est une fonction de la température, du champ électrique, du flux lumineux et du dopage, on en déduit la concentration des électrons $n(E)$ et la concentration des trous $p(E)$ comprises dans

l'intervalle *dE*. La concentration totale des porteurs est alors obtenue en sommant tous les états d'énergies disponibles. La figure 2-3 schématise les étapes de ce calcul.

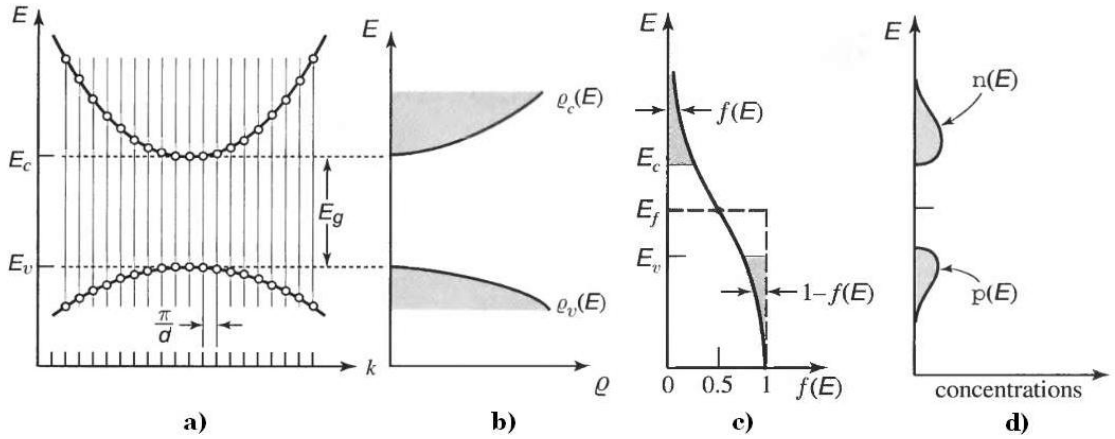


figure 2-3 : Calcul de la concentration des porteurs libres dans un semi-conducteur, d'après [71].

En connaissant la répartition d'énergie électronique dans une direction k et la densité d'états contenue entre k et dk (a), la densité d'états $\rho(E)$ contenue entre E et $(E + dE)$ est calculée pour chacune des bandes (b). La statistique de Fermi-Dirac (c) donne la probabilité pour une température donnée que l'état d'énergie E soit occupé ($f(E)$) ou vacant ($1 - f(E)$). Enfin le produit entre la densité d'états et cette statistique donne la concentration de porteurs dont l'énergie est comprise entre E et $(E + dE)$ (d).

La statistique de Fermi-Dirac fait appel à un paramètre : le niveau de Fermi. Cette énergie E_F correspond dans cette statistique à l'énergie pour laquelle la probabilité d'occupation vaut 1/2. Une modification de la concentration des porteurs libres entraine ainsi un déplacement du niveau de Fermi et on caractérise l'état du semi-conducteur par la position de ce niveau.

C'est le cas lorsque que le semi-conducteur est dopé : en y introduisant des impuretés présentant une couche externe non saturée, une prédominance d'électrons ou de trous est créée. Le semi-conducteur est alors respectivement appelé de type *n* ou de type *p*. Le niveau de Fermi se décale alors vers la bande de conduction (type *n*) ou vers la bande de valence (type *p*). L'emploi d'un niveau de Fermi n'est cependant valable que lorsque le semi-conducteur est à l'équilibre : les électrons et les trous sont peu excités et ont le temps de se relaxer vers leur état de moindre énergie. Cependant, l'application d'un champ électrique ou d'un flux lumineux peut rompre l'équilibre entre les bandes. Dans le cas où l'équilibre est néanmoins établi au sein de chacune des bandes, on utilise alors deux « quasi-niveaux » de Fermi, E_{Fc} pour la bande de conduction et E_{Fv} pour la bande de valence.

2.2.2. Emission et absorption de lumière

2.2.2.1. Interactions entre les photons et les semi-conducteurs

Il existe cinq mécanismes principaux d'émission et d'absorption de photons dans les semi-conducteurs. Ils sont représentés sur la figure 2-4..

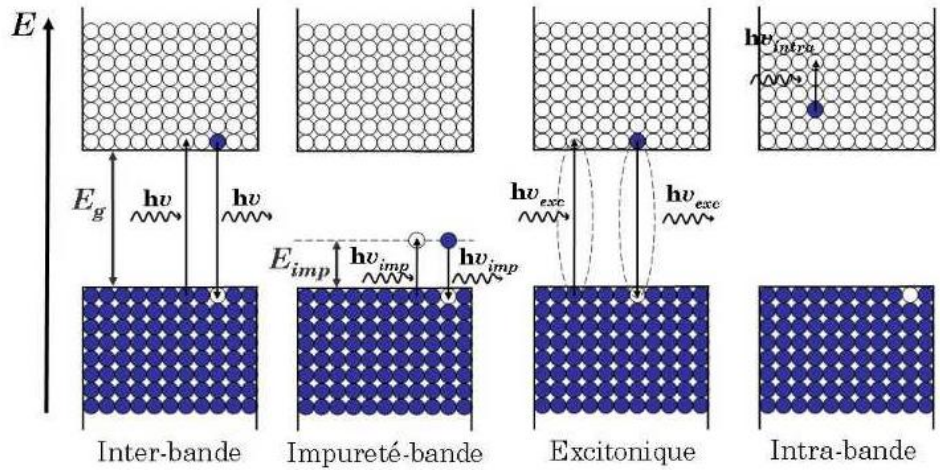


figure 2-4 : Illustration des méchanismes d'absorption et d'émission dans les semi-conducteurs.

- Les transitions *inter-bandes*. Un exemple est présenté sur le schéma de gauche de la figure 2-4. L'absorption d'un photon peut induire la transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Une paire électron-trou est ainsi créée. A l'inverse, la recombinaison d'une paire peut conduire à la génération d'un photon dont l'énergie est égale à celle séparant l'électron du trou. Ce processus peut éventuellement être accompagné par une vibration du réseau cristallin modélisée par la génération d'un phonon.
- Les transitions entre *impuretés et bandes*. L'absorption d'un photon peut conduire à la génération de porteurs libres (électron ou trou) mettant en jeu un niveau d'impureté ou un piège, dont les énergies sont comprises entre l'énergie de valence et celle de conduction. Le deuxième schéma de la figure 2-4 montre le cas d'une absorption et d'une émission de photons entre un niveau d'impuretés et la bande de valence.
- Les transitions assistées par *excitons*. L'absorption d'un photon peut résulter en la formation d'une paire électron-trou liée par l'interaction Coulombienne. Cette paire liée, l'exciton, peut se recombiner et émettre un photon.

Les deux derniers processus concernent uniquement des phénomènes d'absorption.

- Les transitions *intra-bandes*. Ce processus implique une seule bande électronique. Comme illustré sur le schéma de droite de la figure 2-4, un électron de la bande de

conduction absorbe l'énergie d'un photon et monte vers un niveau de plus haute énergie. Il se relaxera ensuite de manière non radiative.

- Les transitions *assistées par phonons*. Les photons dont l'énergie est bien inférieure au gap peuvent céder leur énergie au réseau du cristal sous forme de vibration, créant des phonons au sein du semi-conducteur.

Les interactions faisant intervenir des photons d'énergie $h\nu$ supérieure à celle du gap E_g sont gouvernées par les transitions inter-bandes. La grande majorité des dispositifs opto-électroniques s'appuient sur ces transitions, qui permettent de dimensionner la gamme d'énergie lumineuse en choisissant l'énergie de gap adaptée.

2.2.2.2. Processus radiatifs

Les processus d'interaction entre la lumière et la matière sont l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée. La figure 2-5 illustre ces trois processus dans le cas d'une transition inter-bande entre un niveau d'énergie E_1 de la bande de valence et E_2 de la bande de conduction d'un semi-conducteur. La partie (a) montre la génération d'une paire électron-trou lors de l'absorption d'un photon. La densité des porteurs libres augmente et la conductivité du matériau s'accroît. On peut ainsi détecter un flux lumineux sous la forme d'un courant électrique en utilisant ce processus. La figure (b) schématise la recombinaison d'une paire électron-trou par émission spontanée. Cette recombinaison s'accompagne de la création d'un photon. Les émetteurs de lumière non cohérente, comme les diodes électroluminescentes utilisent ce processus. L'émission stimulée (c) repose également sur la recombinaison radiative d'une paire électron-trou. Celle-ci est cependant stimulée par un photon initialement présent et dont l'énergie correspond à la transition considérée. Le photon initial provoque la recombinaison et un second photon identique, présentant la même énergie, la même direction, la même phase et la même polarisation, est émis. C'est sur ce processus que s'appuie l'amplification d'un flux lumineux et la génération de lumière laser.

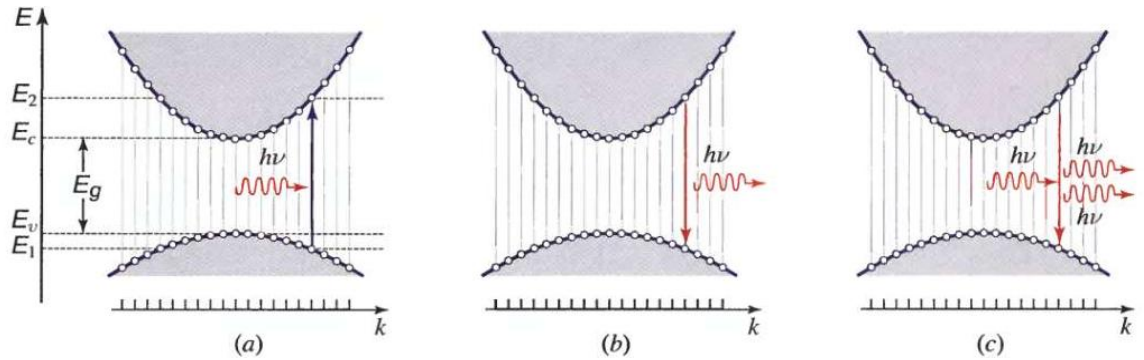


figure 2-5 : Absorption **(a)**, émission spontanée **(b)** et émission stimulée **(c)** pour une transition inter-bande entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2, d'après [72]

Cette génération n'est cependant efficace que dans le cas des semi-conducteurs à gap direct. La conservation de la quantité de mouvement ($p = \hbar k$) entre l'état initial et l'état final doit en effet être respectée. Comme le vecteur d'onde du photon est négligeable devant k_i, les transitions radiatives ne modifient pas la valeur de k_i. Les semi-conducteurs à gap indirect présentent peu de trous possédant le même vecteur d'ondes que les électrons excités de la bande de conduction et ils sont donc peu efficaces pour la génération de lumière.

Ces processus doivent également conserver l'énergie entre l'état initial et l'état final. Si on considère un électron d'énergie E_2 dans la bande de conduction et un trou d'énergie E_1 dans la bande de valence, ils ne peuvent ainsi interagir qu'avec une seule fréquence ν, donnée par $h\nu = E_2 - E_1$. La probabilité que ces transitions aient lieu est donc proportionnelle à la probabilité d'occupation de ces états énergétiques.

Ainsi les taux (exprimés par unité de temps et de volume) d'absorption $r_{ab}(\nu)$, d'émission spontanée $r_{sp}(\nu)$, et d'émission stimulé $r_{st}(\nu)$ sont donnés par :

$$\begin{cases} r_{ab}(\nu) = B\rho_v(E_1) f_v(E_1) \rho_c(E_2)\left[1 - f_c(E_2)\right]\phi_\nu \\ r_{sp}(\nu) = A\rho_c(E_2) f_c(E_2) \rho_v(E_1)\left[1 - f_v(E_1)\right] \\ r_{st}(\nu) = B\rho_c(E_2) f_c(E_2) \rho_v(E_1)\left[1 - f_v(E_1)\right]\phi_\nu \end{cases} \quad (2.1)$$

où ϕ_ν est le flux de photons présent dans le semi-conducteur à la fréquence ν, A et B sont les coefficients d'Einstein, f_c et f_v sont les probabilités d'occupation des bandes de conduction et de valence. La comparaison entre ces taux indique lequel des trois processus domine dans le semi-conducteur.

2.2.2.3. Amplification de la lumière dans un semi-conducteur

Une diode laser utilise l'amplification de la lumière par émission stimulée. L'émission spontanée peut alors être négligée car le flux lumineux dans le semi-conducteur est élevé. La comparaison entre le taux d'émission stimulée et le taux d'absorption donne donc les conditions d'amplification. Le coefficient de gain $\gamma(\nu)$ est donné par la variation du flux de photons par unité de longueur lors de la propagation dans le milieu amplificateur. La variation du flux selon la propagation vaut donc :

$$\frac{d\phi_\nu(z)}{dz} = \gamma(\nu)\phi_\nu(z) \text{ soit } \phi_\nu(z) = \phi_\nu(0)\exp\left[\gamma(\nu) z\right] \quad (2.2)$$

Le flux lumineux est amplifié lorsque le coefficient de gain est positif. La variation du flux avec la propagation ($d\phi_\nu(z)/dz$), exprimée en nombre de photons par unité de volume et de temps, est alors égale à la différence entre le taux d'émission stimulée et le

taux d'absorption ($r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)$). En utilisant les équations (2.1), l'expression du coefficient de gain est ainsi :

$$\gamma(\nu) = B\rho_c(E_2)\rho_v(E_1)\left[f_c(E_2) - f_v(E_1)\right] \tag{2.3}$$

La condition de gain ($\gamma(\nu) > 0$) est ainsi satisfaite lorsque la probabilité d'occupation des états électroniques dans la bande de conduction $f_c(E_2)$ est supérieure à la probabilité d'occupation des états électroniques dans la bande de valence $f_v(E_1)$. Cette condition est celle de l'inversion de population, où il est plus probable de trouver un électron dans un état excité qu'au repos. En décrivant ces probabilités avec les statistiques de Fermi-Dirac possédant chacune leur quasi-niveaux de Fermi E_{Fc} pour la bande de conduction et E_{Fv} pour la bande de valence, la condition de gain s'exprime par :

$$E_{F_c} - E_{F_v} > h\nu > E_g \tag{2.4}$$

C'est la condition de Bernard–Durrafourg, à partir de laquelle l'amplification peut avoir lieu. Les quasi-niveaux de Fermi doivent donc être séparés au minimum d'une énergie $h\nu$ afin d'amplifier le flux de photons de fréquence ν. Les quasi-niveaux de Fermi dépendent de l'état électronique du semi-conducteur. Ils peuvent être calculés en sommant la densité de probabilité d'occupation dans les bandes électroniques et en connaissant la concentration des paires électron-trou supplémentaires injectées grâce à une source d'énergie extérieure :

$$\begin{cases} \int_{E_c}^{+\infty} dE_2 \rho_c(E_2)\, f_c\left(E_2, E_{F_c}\right) = n_0 + \Delta n \\ \int_{-\infty}^{E_V} dE_1 \rho_v(E_1)\, f_v\left(E_1, E_{F_v}\right) = p_0 + \Delta p \end{cases} \tag{2.5}$$

n_0 et p_0 sont les concentrations des porteurs à l'équilibre (lorsque $E_{Fc} = E_{Fv} = E_F$) et $\Delta n = \Delta p$ est la concentration des paires électrons-trous supplémentaires dues à une source extérieure.

L'émission efficace de photons est possible lorsque le semi-conducteur présente un grand nombre de paires électron-trou prêtes à se recombiner par une transition inter-bande. C'est le rôle des jonctions, qui créent une zone privilégiée pour la génération de paires électrons-trous et qui utilisent comme source extérieure une différence de potentiel.

2.2.3. Jonctions et confinement

Les paires électron-trou dans un semi-conducteur massif sont distribuées dans l'ensemble du volume du matériau et ne délimitent donc pas une zone privilégiée afin d'y générer préférentiellement de la lumière. En accolant un matériau de type n à un

matériau de type *p*, on crée une jonction qui présente à l'un de ses bords un nombre important d'électrons et de l'autre un nombre important de trous, ce qui permet de favoriser localement la génération de lumière.

Les jonctions entre deux mêmes matériaux semi-conducteurs sont appelées homojonctions, celles entre deux matériaux différents sont des hétérojonctions. Cette partie montre le principe de fonctionnement de ces structures utilisées pour l'émission de lumière.

2.2.3.1. Jonction p-n

La figure 2-6 (a) représente la structure d'une jonction *p*-*n*. C'est une homo-jonction entre un semi-conducteur de type *p* et un semi-conducteur de type *n*. Le gradient de concentration de porteurs entre ces deux matériaux implique une diffusion des électrons vers la zone *p* et des trous vers la zone *n*. Ils laissent derrière eux des atomes ionisés, comme le montre la figure 2-6 (b). Un champ électrique interne $\boldsymbol{E}_{\mathrm{int}}$ se crée donc autour de l'interface au fur et à mesure de cette diffusion.

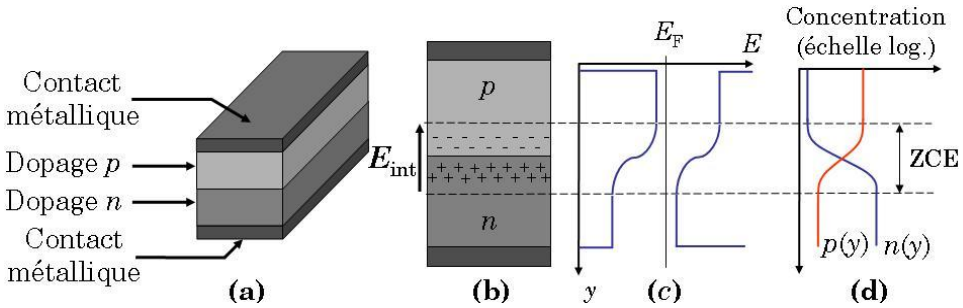


figure 2-6 : Représentation d'une jonction *p*-*n*, de sa structure de bande et de la concentration des porteurs à l'équilibre.

Lorsque le travail du champ interne est égal à la différence entre les énergies de Fermi des matériaux *p* et *n*, le système est à nouveau à l'équilibre. Un seul niveau de Fermi est alors commun à toute la jonction, et les bandes de valence et de conduction se courbent autour de l'interface pour s'adapter à la différence de potentiel imposée par le champ électrique à l'équilibre (voir la figure 2-6 (c)). Ces courbures de bandes définissent la zone de charges d'espace (ZCE). C'est de part et d'autre de cette zone que se font face un nombre important de trous et d'électrons (voir la figure 2-6 (d)).

Si une source d'énergie externe compense le champ électrique interne, les porteurs majoritaires en excès (électrons dans le type *n*, trous dans *p*) vont pénétrer dans la zone où ils sont minoritaires (type *p* pour les électrons, *n* pour les trous). Ils peuvent alors se recombiner alors avec les porteurs majoritaires locaux. La source d'énergie est le plus souvent une tension électrique imposant un potentiel sur la région *p* plus grand que celui

de la région *n*. Cette polarisation dite directe permet une recombinaison radiative des paires électron-trou injectées dans le cas d'un semi-conducteur à gap direct.

C'est avec une jonction *p-n* qu'ont été réalisées les premières démonstrations d'émission de lumière par un semi-conducteur soumis à un potentiel électrique [73]. Une homo-jonction présente cependant plusieurs inconvénients. La principale est de ne pas confiner les paires électrons-trous dans la zone de recombinaison lorsqu'elles sont injectées. Les électrons et les trous qui ne se sont pas recombinés lors de leur passage sont collectés par les électrodes et le rendement est ainsi diminué.

2.2.3.2. Double hétéro-jonction

Pour pallier ce problème, Kroemer et Alferov proposèrent séparément d'utiliser une double hétérojonction pour l'émission de lumière [74, 75]. Elle consiste à placer de part et d'autre d'un milieu actif des matériaux dont les gaps sont plus importants. La partie gauche de la figure 2-7 montre le schéma d'une telle structure comportant une hétérojonction *p-p* et une hétérojonction *p-n*.

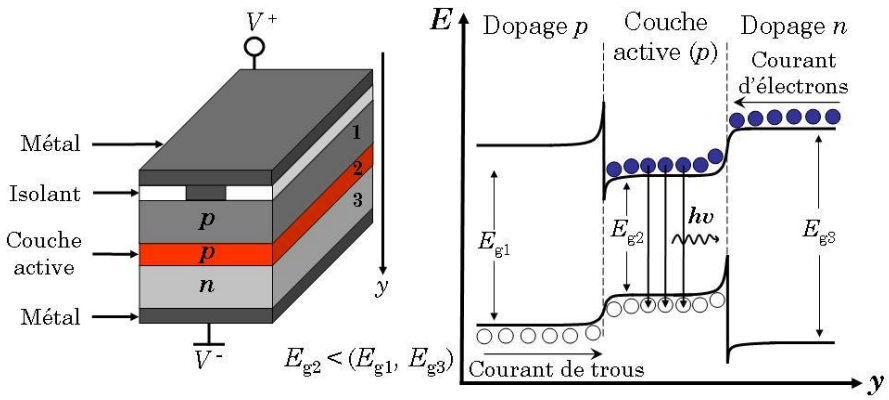


figure 2-7 : Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques associée lors d'une polarisation directe.

Ces deux hétérojonctions présentent des discontinuités d'énergie qui créent des barrières empêchant la diffusion et le transport. Les marches d'énergie confinent les charges libres et évitent de collecter les porteurs dans les électrodes. Pour un même courant, le nombre de paires électron-trou participant aux recombinaisons radiatives est alors augmenté. La partie droite de la figure 2-7 schématise les énergies électroniques dans la double hétérojonction lorsqu'elle est polarisée en direct.

Par rapport à la jonction *p-n*, la double hétérojonction possède également trois autres avantages pour les applications optiques.

- En choisissant un matériau central (2) avec un indice de réfraction supérieur aux milieux externes (1 et 3), un guide optique peut être créé. Les photons générés sont ainsi confinés autour de la zone active.

- Les énergies de gap des deux couches externes sont plus grandes que celle du milieu central. L'énergie des photons générés, proche du gap du milieu actif, est ainsi trop faible pour interagir avec les transitions inter-bandes des couches externes. Celles-ci sont donc transparentes et n'induisent pas de pertes sur le rayonnement.
- Dans une double hétérojonction, la zone où se font faces les paires électron-trou est entièrement située dans le matériau central. La dimension de la couche active, zone où l'émission de lumière a lieu, est ainsi clairement définie et contrôlable lors de la création de la couche intermédiaire.

Ces deux géométries, jonction *p-n* et double hétérojonction, mettent en jeu des dimensions supérieures à la longueur d'onde associée aux porteurs libres. Les niveaux électroniques ne sont pas perturbés et la densité d'états électroniques d'un semi-conducteur massique peut être utilisée pour modéliser le dispositif. Les densités d'états dans les creux de bandes sont alors approximées par des paraboles. On peut alors calculer le coefficient de gain en utilisant les équations (2.5) et (2.3). La figure 2-8 a) montre son évolution en fonction de la fréquence pour différents concentrations de porteurs injectés (et donc du courant traversant la jonction).

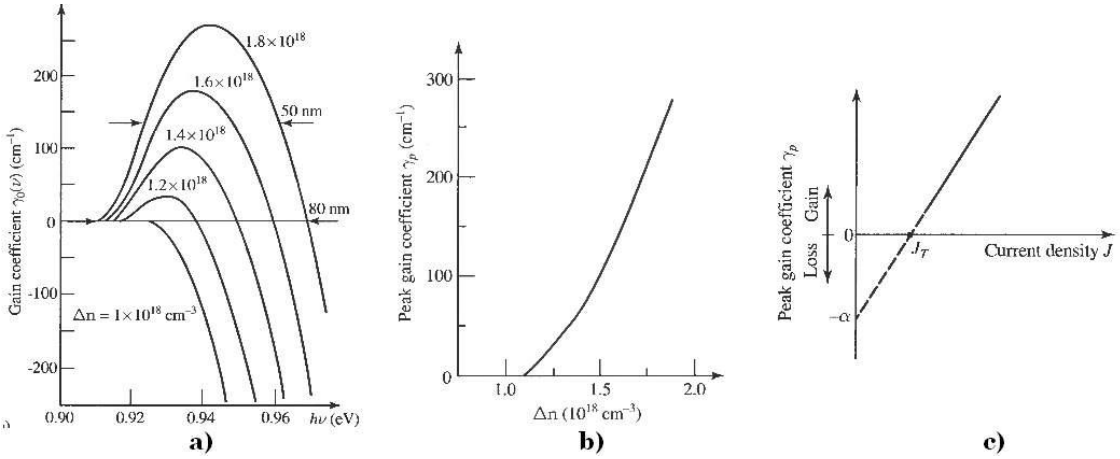


figure 2-8 : Evolutions à $T = 300$ K pour l'alliage InGaAsP du coefficient de gain γ en fonction de l'énergie $h\nu$ pour plusieurs concentrations de porteurs injectés **(a)**, du pic de gain γ_p en fonction de l'injection **(b)** et linéarisation de la relation entre le pic de gain et la densité de courant **(c)**. D'après [76].

Ce coefficient présente, pour chaque concentration de porteurs injectés, un maximum pour une énergie de photons générés. Celle-ci croît avec le nombre de porteurs injectés et l'évolution de ce maximum, γ_p, est tracée sur la figure 2-8 b). On remarque une variation quasi-linéaire. Cette évolution est modélisée par une droite qui passe par deux points définis par les paramètres α et J_T comme le montre la figure 2-8 c). Lorsqu'il n'y a pas de porteurs injectés, le coefficient de gain équivaut aux pertes d'absorption α du semi-conducteur à l'équilibre ($E_{Fc} = E_{Fv}$). Lorsque ces pertes d'absorption sont

compensées par l'émission stimulée ($\gamma = 0$), le milieu est transparent. La densité de courant correspondante J_T est appelée densité de courant de transparence. Elle est proportionnelle à l'épaisseur de la couche active. Dans le cas de l'amplification optique, cette couche doit être la moins épaisse possible afin de faciliter la condition de transparence et donc de l'inversion de population. Pour un même courant de pompe, le gain est ainsi supérieur dans une couche active fine que dans une couche plus épaisse.

Lorsque l'épaisseur de la couche active est comparable ou inférieure à la longueur d'onde de l'électron ($\lambda_e \approx 11$ nm pour l'AsGa), le confinement créé par une double hétérojonction agit comme un puits quantique pour les électrons et la densité d'états électronique du semi-conducteur doit être modifiée. On parle alors de structures à puits quantiques.

2.2.3.3. Puits, multi-puits et boites quantiques

La figure 2-9 a) schématise une structure à un puits quantique d'épaisseur d_y. Le confinement créé par cette couche est décrit par une barrière de potentiel dans les bandes de valence et de conduction. Les états électroniques disponibles sont alors discrets et présentent chacun leur propre niveau d'énergie, comme le montre la figure 2-9 b). Le diagramme *E-k* correspondant est schématisé sur la figure 2-9 c), qui décrit un exemple où trois sous-bandes sont présentes. La densité d'états électroniques entre E et $(E + dE)$ est calculée pour chacune de ces sous-bandes en prenant en compte la densité d'états comprise entre k et $(k + dk)$ pour le vecteur d'onde dans les deux directions (k_x, k_z) uniquement. La densité d'états est alors constante pour chaque sous-bande et la densité d'états totale est en forme d'escalier, comme le montre la figure 2-9 d).

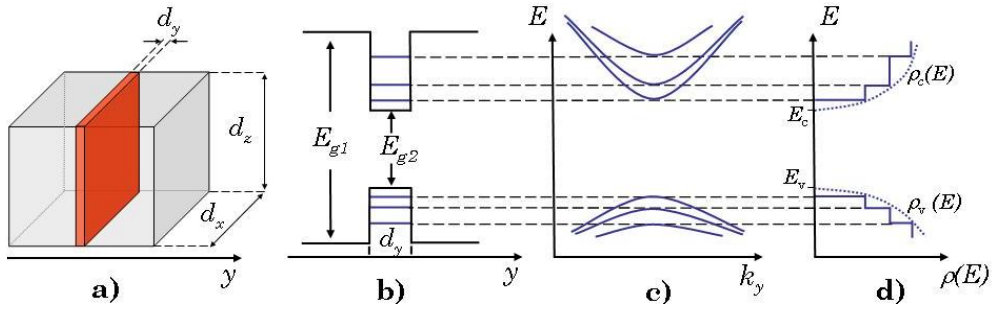


figure 2-9 : Structure à puits quantique **a)**, sa distribution en énergie **b)**, son diagramme de bandes **c)** et sa densité d'états **d)**.

Les structures à multi-puits quantiques sont quant à elles constituées par une superposition de puits quantiques, comme montré sur la figure 2-10 a). Elles permettent d'obtenir un gain bien plus élevé : le gain total est en effet la somme des gains de chaque puits quantique. Le courant de transparence augmente cependant et ces structures sont

donc préférées dans les applications à haute puissance. Le diagramme de bande d'une structure à multi-puits quantiques est présenté sans polarisation externe appliquée sur la figure 2-10 b) et sous polarisation directe dans la partie c).

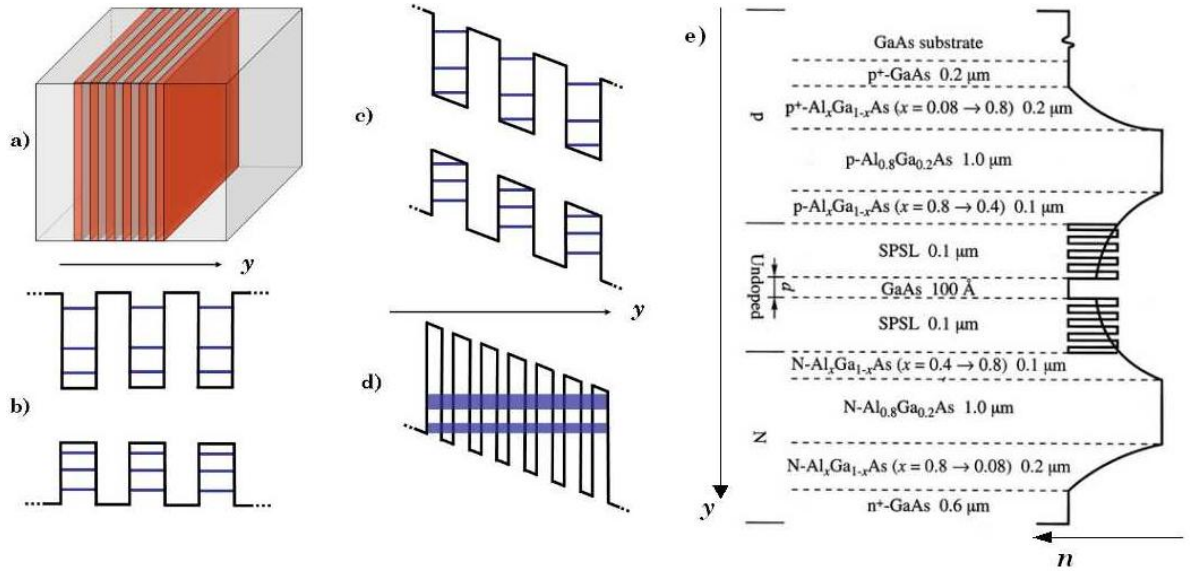


figure 2-10 : Structure à multi-puits quantiques **a)**, distribution en énergie à l'équilibre **b)**, sous une polarisation directe **c)**, superstructure où les niveaux des puits quantiques communiquent **d)** et coupe d'une superstructure à gradient d'indice **e)** d'après [77].

Lorsque les puits quantiques sont suffisamment proches (en distance ou en hauteur de marche), les électrons peuvent passer d'un puits à l'autre par effet tunnel. Un potentiel périodique est alors créé. Les niveaux discrets d'énergie s'élargissent donc en bandes et on parle de super-réseau (voir le diagramme d)). La figure 2-10 e) montre un exemple de réalisation d'un super-réseau utilisant un puits quantique entouré de deux super-structures. Celles-ci permettent d'obtenir un profil à gradient d'indice de réfraction, ce qui lisse les discontinuités pouvant survenir lors de la fabrication et réduit donc les pertes optiques par diffusion.

Les couches superposées peuvent présenter des paramètres de maille différents. Si elles sont suffisamment fines, elles peuvent adapter leur distance interatomique à celles des couches les entourant et ne présenter alors aucune dislocation. Ces contraintes peuvent permettre de diminuer la densité de courant de transparence car la mobilité des porteurs peut être augmentée. De plus, les longueurs d'ondes d'émission peuvent ainsi être modifiées car l'énergie de « gap » dépend des contraintes présentes dans le matériau.

Deux derniers types d'émetteurs peuvent être rencontrés : les émetteurs à fils quantiques et les émetteurs à boites quantiques. Ces structures discrétisent les niveaux électroniques dans deux et trois dimensions. Elles diminuent ainsi le courant de transparence : en l'absence de continuum d'état, la densité d'états présents à l'énergie de la fréquence utile est augmentée, au détriment des états énergétiques supérieurs. De

plus, la dépendance du maximum du pic de gain avec la densité de courant est réduite. Les diodes laser à boîtes quantiques auto-assemblées sont apparues au début des années 90 grâce à l'ingénierie des contraintes dans la croissance par épitaxie [78].

2.2.3.4. Diodes laser de puissance à λ = 980 nm

Concernant la génération de lumière vers $\lambda = 980$ nm, les boîtes quantiques faites en $In_{1-x}Ga_xAs$ manquent encore d'homogénéité pour dépasser les performances à haute puissance des diodes laser à multi-puits quantiques [79]. La croissance par épitaxie de couches contraintes d'$In_{1-x}Ga_xAs$ sur substrat de GaAs [20] est ainsi la solution la plus couramment rencontrée pour émettre autour de $\lambda = 980$ nm. Les diodes laser à multi-puits quantiques sont donc couramment employées et les dispositifs commerciaux à haute puissance utilisent en grande majorité cette structure d'émetteur.

2.3. Diodes laser multimodes

Afin de d'obtenir l'effet laser, on place les milieux amplificateurs à l'intérieur d'un résonateur optique. La densité de photons est ainsi augmentée et l'émission stimulée peut prendre le pas sur l'émission spontanée. La lumière émise effectue des allers-retours dans le milieu pompé et l'effet laser peut se développer sous des conditions de seuil, de stabilité et d'interférence constructives.

Cette partie s'intéresse aux diodes laser à ruban large, présentant un émetteur suffisamment large pour supporter plusieurs modes transverses (ou modes) et un résonateur Fabry-Perot autorisant plusieurs modes longitudinaux (ou fréquences).

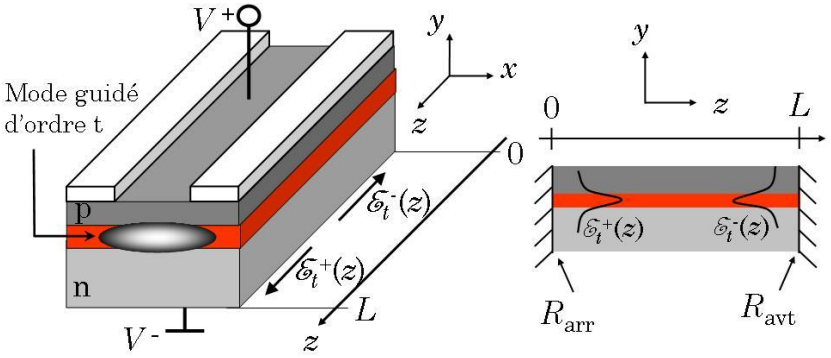
2.3.1. Conditions d'oscillation

La figure 2-11 présente le schéma d'une diode laser. Le champ optique s'y propageant est donné, pour chaque mode transverse t, par deux ondes harmoniques : l'une se propageant dans le sens de l'axe optique ($\mathcal{E}_t^+(z)$) et l'autre se propageant dans le sens opposé ($\mathcal{E}_t^-(z)$). Elles s'expriment comme :

$$\begin{cases} \mathcal{E}_t^+(z) = A_t^+ \exp\left(-\mathrm{j}\beta_t z + \Gamma_t \dfrac{\gamma_t}{2} z - \dfrac{\alpha_{t,\mathrm{D}}}{2} z\right) \\ \mathcal{E}_t^-(z) = A_t^- \exp\left(-\mathrm{j}\beta_t (L-z) + \Gamma_t \dfrac{\gamma_t}{2}(L-z) - \dfrac{\alpha_{t,\mathrm{D}}}{2}(L-z)\right) \end{cases} \tag{2.6}$$

où β_t est partie réelle du vecteur d'onde du mode guidé d'ordre t, $\alpha_{t,\mathrm{D}}$ représente les pertes dues à la diffusion sur des inhomogénéités et à l'absorption intra-bande, A_t^+ et A_t^- donnent la répartition transverse du mode. Le paramètre Γ_t est appelé le facteur de

confinement. Il représente le recouvrement du mode guidé d'ordre t avec la couche active et il est égal à l'intégrale normalisée du champ présent dans cette couche.



(a) Vue en 3D **(b)** Coupe longitudinale

figure 2-11 : Schéma d'une diode laser Fabry-Perot.

La cavité optique d'une diode laser Fabry-Perot est formée par les facettes avant et arrière du semi-conducteur, distantes d'une longueur L et dont les réflectivités sont respectivement R_{avt} et R_{arr}. La condition d'oscillation laser en régime stationnaire s'exprime en égalisant les amplitudes sur un aller-retour dans la cavité :

$$r_{arr} r_{avt} \exp\left(\Gamma_t \gamma_{t,s} L - \alpha_{t,D} L\right) \exp\left(-2j\beta_t L\right) = 1 \tag{2.7}$$

avec $r_{arr,\,avt} = \sqrt{R_{arr,\,avt}}$ la réflectivité en amplitude de la facette arrière et avant.

En séparant les parties réelles et imaginaires de l'équation (2.7), on en déduit le coefficient de gain de seuil $\gamma_{t,s}$, qui est la valeur du gain à partir de laquelle il est possible d'obtenir l'effet laser, et les fréquences d'oscillations $\nu_{t,\ell}$ autorisées. Ils s'expriment selon :

$$\begin{cases} \gamma_{t,s} = \dfrac{1}{\Gamma}\left(\alpha_{t,D} + \alpha_m\right) \text{ où } \alpha_m = \dfrac{1}{2L} \ln \dfrac{1}{R_{avt} R_{arr}} \\ \nu_{t,\ell} = \ell \dfrac{c}{2 n_{eff}^t L} \text{ où } \ell \in N \end{cases} \tag{2.8}$$

où n^t_{eff} est l'indice effectif du mode guidé d'ordre t de la diode laser.

Dans le cas d'une diode laser multimode, ce système doit être réécrit pour chacun des modes transverses qui peuvent être guidés par le ruban large. Le coefficient de gain au seuil $\gamma_{t,s}$ est cependant le même pour tous les modes et toutes les fréquences ($\gamma_{t,s} = \gamma_s$). En effet, les trois facteurs dont il dépend peuvent être considérés constants : les pertes α_m car les miroirs d'un résonateur Fabry-Perot possèdent une réflexion large-bande ; les pertes par diffusion α_D car le spectre d'une diode laser est large de quelques nanomètres seulement ; le facteur de confinement Γ car il dépend majoritairement du recouvrement entre le milieu actif et le mode selon l'axe rapide où les conditions de guidage impose un champ optique monomode.

Les fréquences $\nu_{t,l}$ autorisées pour l'effet laser correspondent donc à l'ensemble des fréquences respectant la condition d'interférence constructive et pour lesquels le coefficient de gain $\gamma(\nu)$ du milieu amplificateur est supérieur au coefficient de gain au seuil γ_s. Lors de la mise en route du laser, toutes ces fréquences voient leur nombre de photons augmenté. Des flux de photons $\phi_{t,l}$ aux fréquences $\nu_{t,l}$ correspondantes se propagent alors dans le milieu amplificateur. Ces photons interagissent avec le milieu et réduisent le gain en diminuant le nombre de paires électron-trou par émission stimulée. La figure 2-12 montre l'évolution à la fréquence $\nu_{t,l}$ du coefficient de gain $\gamma_{t,l} = \gamma(\nu_{t,l})$ en fonction du flux de photons $\phi_{t,l} = \phi(\nu_{t,l})$. Le régime stable est établi lorsque le flux de photons dans le milieu amplificateur est suffisamment important pour qu'il ait provoqué la diminution du coefficient de gain jusqu'à la valeur du gain au seuil.

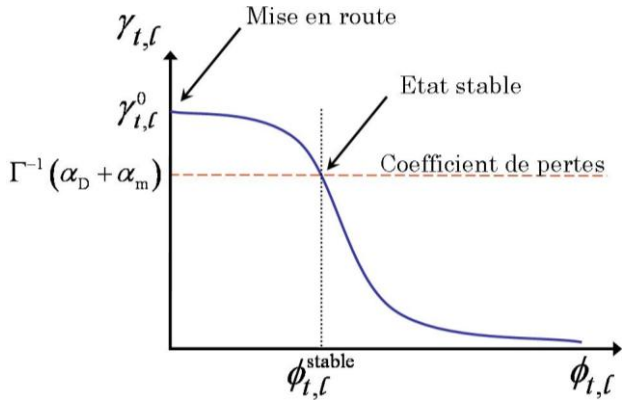


figure 2-12 : Evolution du gain en fonction du flux lumineux présent dans la cavité pour une fréquence $\nu_{t,l}$ donnée.

Dans les lasers à semi-conducteurs, deux cas doivent être distingués selon l'intensité du flux de photons présent.

2.3.2. Milieu à gain homogène

Si le flux lumineux est suffisamment faible, les niveaux électroniques dépeuplés par le flux de photons sont repeuplés par les états de plus haute énergie bien avant d'être à nouveau sollicités par le flux lumineux. Dans ce cas, la réduction du gain se fait pour toutes les fréquences et pas uniquement aux fréquences $\nu_{t,l}$ qui lasent. On parle de milieu à gain homogène. La figure 2-13 montre en pointillé le coefficient de gain $\gamma^0(\nu)$ en l'absence de flux lumineux (appelé gain petit signal par la suite), son évolution lorsque le laser est mis en route (a) et lorsque l'état stationnaire est établi (b). Trois fréquences possèdent ici un gain petit signal supérieur au gain au seuil. Le flux de photons augmente ainsi à ces fréquences. Néanmoins, seule la fréquence ν_p présentant le maximum de gain est présente en régime établi. En effet, les autres fréquences

disparaissent lorsque leur gain devient plus faible que le gain au seuil. L'indice p est employé à la place des deux indices t et ℓ pour simplifier les notations et pour signaler la fréquence la plus proche du pic du gain.

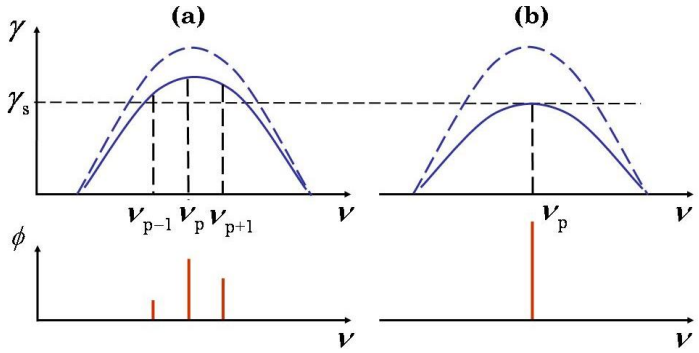


figure 2-13 : Développement de l'effet laser dans un milieu à gain homogène : mise en route **(a)** et état stable **(b)**.

Cependant, cette émission mono-fréquence n'est jamais rencontrée en pratique car elle est perturbée par le phénomène du brûlage spatial de gain. Ce phénomène est relié à une variation du coefficient de gain dans le volume du milieu amplificateur. Comme les fréquences d'oscillation correspondent à des ondes stationnaires, elles s'annulent en plusieurs endroits selon l'axe de propagation. Aux endroits où l'amplitude du mode à la fréquence ν_p est faible, le gain peut ainsi être localement supérieur aux pertes. Un autre mode, dont l'intensité est maximale à ces endroits, peut donc également laser.

De plus, ce brûlage spatial de gain a également lieu dans la direction de l'axe lent. Les modes transverses ne possèdent en effet pas une répartition spatiale identique. Un mode d'ordre différent de celui possédant la fréquence ν_p peut donc laser également si il présente des maxima d'intensité proches des zéros du mode privilégié, où le gain est plus élevé que le gain au seuil.

2.3.3. Milieu à gain inhomogène

La description du gain d'un semi-conducteur avec un milieu homogène est valable tant que les variations temporelles du flux lumineux sont longues devant le temps de relaxation des porteurs dans les bandes. Si le flux lumineux sollicite les niveaux électroniques à une cadence telle qu'ils n'ont pas le temps de relaxer dans leur état de moindre énergie, ceux-ci présentent chacun leur propre courbe de gain $\gamma(\nu)$. Le milieu à gain est dit inhomogène. La figure 2-14 (a) montre un diagramme de bandes schématisant trois transitions possibles aux énergies E_{p-1}, E_p et E_{p+1} conduisant chacune à une courbe de gain indépendante centrée sur les fréquences ν_{p-1}, ν_p et ν_{p+1}. La partie (b) de la figure montre la superposition entre l'ensemble des gains. La courbe en pointillée

schématise la courbe de gain petit signal moyennée, utilisée pour étudier l'établissement du régime stationnaire.

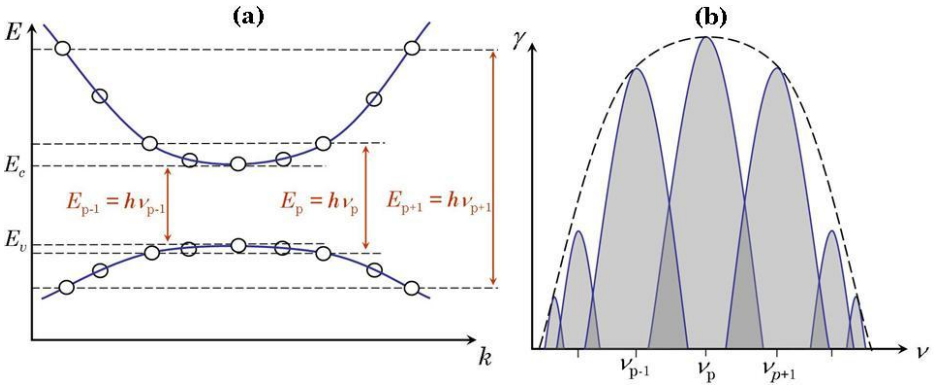


figure 2-14 : Schémas des niveaux électroniques utilisés pour l'effet laser **(a)** et de la courbe de gain petit signal **(b)**.

Sous l'effet du flux lumineux, le coefficient de gain est réduit à la valeur du gain au seuil aux seules fréquences sollicitées et des creux apparaissent dans la courbe de gain, comme le montre la figure 2-15. Ce phénomène est connu sous le nom de brûlage spectral de gain et conduit à une émission multi-fréquence.

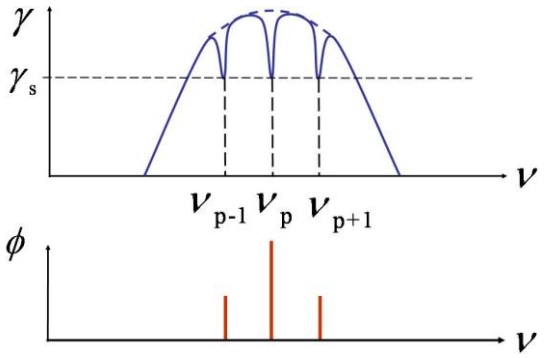


figure 2-15 : Effet laser en régime établi dans un milieu à gain inhomogène.

2.3.4. Conséquences sur le verrouillage d'une diode laser

Les diodes laser à ruban large présentent donc une émission multimode dans la direction longitudinale et dans la direction transverse. La présence de nombreux modes longitudinaux est adaptée à une application de pompage. Les sections efficaces d'absorption du milieu à pomper sont en effet larges (la largeur de la bande garantissant 90 % du maximum d'absorption est de 1,5 nm [22]) et ces nombreuses fréquences diminuent le bruit de partition et de saut modaux à basse fréquence.

En revanche, l'émission multimode transverse est un inconvénient majeur des diodes laser à ruban large. L'enjeu du dispositif proposé dans cette thèse est de diminuer suffisamment les pertes associées au mode transverse fondamental grâce à une cavité externe afin de verrouiller l'émission de la diode laser sur celui-ci. Comme le mode

fondamental ne présente pas de zéros en amplitude, l'effet du brûlage spatial de gain sera donc limité.

2.4. Rétroaction optique sur une diode laser

Les diodes laser Fabry-Perot à ruban étroit sont les structures couramment utilisées pour générer la lumière dans les diodes laser de pompe. Cependant leur longueur d'onde d'émission varie à cause de l'échauffement thermique occasionné par l'injection des porteurs. Leur émission est alors stabilisée par un réseau de Bragg inscrit sur une fibre optique. Ce réseau créé une réflexion sélective en longueur d'onde dans la diode laser qui modifie à la fois son émission spectrale et temporelle.

Cette partie présente dans un premier temps les régimes de fonctionnement d'une diode laser à ruban étroit soumise à une rétroaction optique. Les mécanismes de la perturbation et du développement des différents régimes sont ensuite abordés pour une rétroaction large-bande. Enfin la rétroaction optique sélective en longueur d'onde est détaillée dans le cas du régime adapté aux diodes de pompe.

2.4.1. Régimes de rétroaction optique

Cinq régimes de fonctionnement ont été identifiés en fonction du niveau de rétroaction η qui est le rapport entre la puissance émise par la diode et la puissance qui lui est renvoyée. Les premières études ayant identifiées les différents régimes de fonctionnement ont concerné des diodes laser monomodes dans la direction transverse et longitudinale. Elles ont été menées en focalisant le faisceau de la diode laser sur un miroir, comme montré sur la figure 2-16.

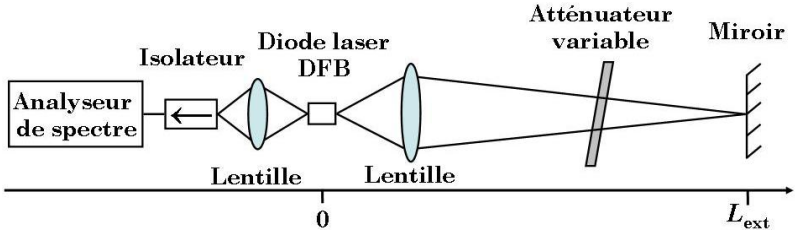


figure 2-16 : Schéma du montage expérimental permettant d'étudier l'effet de la rétroaction sur une diode laser.

Le rapport η a été modifié en plaçant un atténuateur variable sur le trajet du faisceau. La facette arrière de la diode laser DFB a été utilisée pour analyser le spectre du signal émis par la diode laser. Les frontières délimitant les cinq régimes de fonctionnement sont représentées sur la figure 2-17 en fonction du rapport η et de distance L_{ext} séparant le miroir de la diode [80].

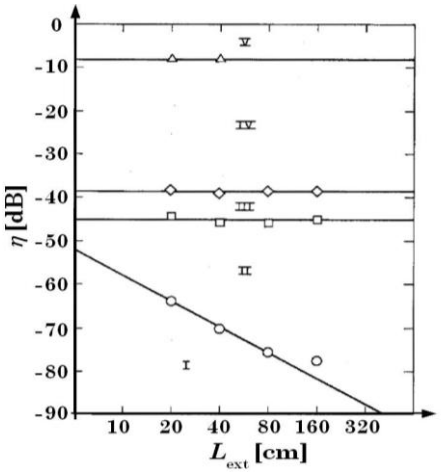


figure 2-17 : Frontières entre les cinq régimes de rétroaction optique [80].

- *Régime I* : pour les niveaux de rétroaction les plus faibles, la largeur spectrale de l'émission peut être élargie ou rétrécie de 30 % en fonction du déphasage entre l'onde émise et l'onde renvoyée dans la diode laser [81].
- *Régime II* : à un niveau de rétroaction supérieur, qui dépend de la distance entre la diode et le réflecteur, l'émission est caractérisé par deux fréquences d'émission régies par la cavité externe [82].
- *Régime III* : Lorsque le niveau de rétroaction est encore augmenté (vers -45 dB), le laser oscille à nouveau sur une seule fréquence [83]. Ce niveau ne dépend pas de la longueur de la cavité externe.
- *Régime IV* : le régime IV apparait pour des niveaux de rétroactions de l'ordre de -40 dB, dont la valeur est indépendante de la longueur de la cavité externe. Il est caractérisé par une émission fortement multi-fréquence présentant une largeur spectrale de plusieurs dizaines de GHz. Il est ainsi appelé régime d'effondrement de cohérence au vu de la réduction de la longueur de cohérence du laser.
- *Régime V* : pour les rétroactions les plus élevées, où plus d'un dixième de la puissance émise par la diode lui est renvoyée, un régime mono-fréquence est à nouveau atteint [84]. Ce régime s'avère également indépendant de la distance de la rétroaction.

Ces régimes se retrouvent dans les diodes laser Fabry-Perot [80, 85]. Les caractéristiques détaillées ci-dessus sont ainsi transposables aux diodes laser dont l'émission présente plusieurs fréquences. Les régimes I et II n'impliquent pas de modifications profondes de l'émission de la diode, tandis que les régimes III et V permettent d'obtenir une émission mono-fréquence. Le régime IV augmente fortement la largeur spectrale de l'émission.

Le régime le plus adapté pour le pompage optique est celui de l'effondrement de cohérence. L'intérêt est d'obtenir une émission multi-fréquence qui peut être centrée sur une fréquence privilégiée dans le cas d'une réflexion sélective en longueur d'onde [86]. Cette émission multi-fréquence permet de réduire les oscillations basse fréquence en intensité due aux bruits de sauts et de partition modaux. Par ailleurs, le niveau de rétroaction relativement élevé (entre -40 dB et -10 dB) rend ce régime robuste vis-à-vis des réflexions parasites et évite ainsi l'emploi d'un isolateur.

2.4.2. Effondrement de cohérence

Le régime d'effondrement fait appel aux mêmes problématiques de compétition entre fréquences que les trois premiers régimes de fonctionnement. Bien que la description complète de la dynamique d'une diode laser soumise à une rétroaction fasse appel à la théorie des bifurcations, une approche analytique, reproduisant les tendances observées expérimentalement, est préférée ici [85, 87, 88].

La figure 2-18 schématise la cavité externe et celle de la diode laser.

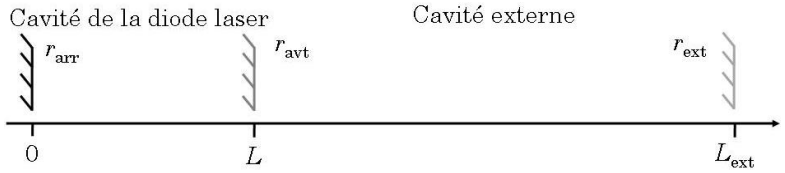


figure 2-18 : Diode laser couplée à un résonateur externe et réflectivité de chacun des miroirs.

La réflexion en amplitude induite par le miroir externe, r_{ext}, peut être prise en compte en introduisant un coefficient de réflexion effectif en $z = L$, défini par :

$$r_e(\nu) = r_{avt} + \left(1 - |r_{avt}|^2\right) r_{ext} \exp\left(-j2\pi\nu\tau_{ext}\right) \tag{2.9}$$

où ν est la fréquence d'émission et τ_{ext} est le temps d'aller-retour d'un photon dans la cavité externe. Les réflexions r_{arr} et r_{avt} sont supposées indépendantes de la fréquence, ce qui correspond à une diode laser Fabry-Perot. Seul un aller–retour dans la cavité externe est pris en compte. La réflexion effective donnée par l'équation (2.9) ne prend pas en compte les réflexions multiples qui peuvent survenir lorsque les deux réflectivités r_{avt} et r_{ext} sont comparables.

En supposant que les coefficients en réflexion sont réels et positifs et que $r_{ext} << r_{avt}$, l'équation (2.9) se réécrit :

$$\begin{aligned} |r_e|^2 &= r_{avt}^2 \left[1 + 2\kappa_e \cos\left(2\pi\nu\tau_{ext}\right)\right] \\ \text{avec } \kappa_e &= \frac{r_{ext}}{r_{avt}}\left(1 - |r_{avt}|^2\right) \end{aligned} \tag{2.10}$$

La condition d'oscillation requière que le déphasage sur un aller-retour soit égal à un multiple de 2π. Ainsi :

$$2\beta L + \varphi_e = \frac{4\pi L n_{eff} \nu}{c} + \varphi_e = 2p\pi \text{ avec } p \in Z \tag{2.11}$$

φ_e est la phase de la réflexion effective :

$$r_e = |r_e| \exp(-j\varphi_e) \tag{2.12}$$

L'équation (2.11) doit cependant être réécrite car la fréquence, le gain, et donc l'indice, varient avec la rétroaction. En effet, comme la rétroaction modifie le gain au seuil de la diode laser, l'indice effectif, relié au gain par le facteur d'élargissement spectral ζ [89], est modifié. En effet, en notant n_{eff}" la partie imaginaire de l'indice, on obtient :

$$n_{eff} = -\zeta n''_{eff} = -\zeta \frac{c}{4\pi\nu} \Gamma\gamma \tag{2.13}$$

La variation du produit $n_{eff} \times \nu$ dans l'équation (2.11) est donc donnée par :

$$\begin{cases} \Delta(n_{eff}\nu) = \nu_s \Delta n_{eff} + (\nu - \nu_s) n_{eff} = \nu_s \left[\frac{\partial n_{eff}}{\partial n}(n - n_s) + \frac{\partial n_{eff}}{\partial \nu}(\nu - \nu_s) \right] + (\nu - \nu_s) n_{eff} \\ \Delta(n_{eff}\nu) = \nu_s \frac{\partial n_{eff}}{\partial n}(n - n_s) + n_g(\nu - \nu_s) = -\zeta \frac{c}{4\pi\nu_s} \Gamma \frac{\partial \gamma}{\partial n}(n - n_s) + n_g(\nu - \nu_s) \end{cases} \tag{2.14}$$

où $n_g = n_{eff} + \nu_s \times \partial n_{eff}/\partial \nu$ est l'indice de groupe. Ces variations peuvent être prises en compte dans la condition de phase (2.11)en utilisant l'équation (2.13) :

$$\Delta\varphi(\nu) = \frac{4\pi L}{c} \Delta(n_{eff}\nu) + \varphi_e = -\zeta(\gamma_e - \gamma_s) L + \frac{4\pi n_g L}{c}(\nu - \nu_s) + \varphi_e \tag{2.15}$$

$\Delta\varphi$ correspond à une modification du déphasage sur un aller-retour par rapport à 2 pπ. Les fréquences d'émission sont donc obtenues lorsque $\Delta\varphi$ est égale à un multiple entier de 2π. Le coefficient $\gamma_s = \Gamma^{-1} \times (\alpha_D + \alpha_m)$ est le gain au seuil pour la diode laser sans rétroaction (voir l'équation (2.8)) et γ_e est le gain au seuil de la diode en présence de la rétroaction. Ce dernier doit satisfaire la condition de seuil de la cavité double. Elle est donnée par :

$$r_{arr} r_e \exp\left[(\gamma_e - \alpha_D) L\right] = 1 \tag{2.16}$$

Ainsi :

$$\boxed{\gamma_e - \gamma_s = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{|r_{avt}|^2}{|r_e|^2} \right)} \tag{2.17}$$

En utilisant l'équation (2.10), la différence entre les gains au seuil devient :

$$\gamma_e - \gamma_s = -\frac{\kappa_e}{L}\cos\left(2\pi\nu\tau_{ext}\right) \tag{2.18}$$

Cette équation montre que le gain au seuil de la diode laser peut être réduit ou augmenté en fonction de la phase $\phi_{ext} = 2\pi\nu\tau_{ext}$ de la rétroaction. En insérant cette équation dans l'équation (2.15), en exprimant $\varphi_e = \kappa_e \sin(\phi_{ext})$, puis en introduisant le temps d'aller-retour dans la cavité de la diode laser $\tau_{in} = 2n_g L/c$, on trouve finalement :

$$\boxed{\Delta\varphi(\nu) = 2\pi\tau_{in}\left(\nu - \nu_s\right) + \kappa_e\sqrt{1+\zeta^2}\,\sin\left(2\pi\nu\tau_{ext} + \arctan\zeta\right) = 2p\pi} \tag{2.19}$$

Les fréquences ν possibles doivent donc respecter cette condition. De plus, une analyse de stabilité en petit signal montre que seules les fréquences présentant une dérivée $d\Delta\varphi/d\nu$ positives sont des points de fonctionnement stables [90]. Ces deux conditions permettent d'étudier le nombre de fréquences accessibles.

La figure 2-19 montre l'évolution de $\Delta\varphi$ en fonction de la différence de fréquence (ν - ν_s) pour quatre cavités. Les résultats sont présentés pour une diode laser émettant à λ =0,98 µm et caractérisée par : r_{avt} = 0,60 ; τ_{in} = 2,3 ps et ζ = 4.

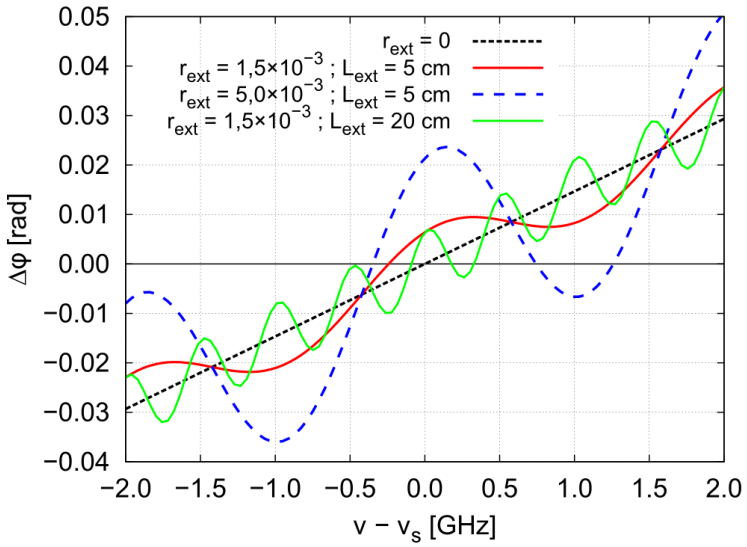


figure 2-19 : Courbes donnant la condition de phase en fonction de la fréquence optique pour différents types de rétroaction.

La courbe linéaire en pointillé resserré correspond à la caractéristique de la diode laser sans rétroaction. On retrouve bien $\nu = \nu_s$ pour $\Delta\varphi = 0$. Les trois autres courbes correspondent à trois cavités externes réalisées dans du verre (n_{eff} = 1,5). Les deux premières concernent une rétroaction distante de 5 cm (τ_{ext} = 0,5 ns). Pour un niveau de rétroaction faible ($r_{ext} = 1{,}5\times10^{-3}$ soit $\eta \approx$ -60 dB), une seule condition de phase est possible, comme la montre le courbe rouge en trait plein. Cette situation correspond à celle du régime I vu dans la partie 2.4.1.

Si on augmente la rétroaction ($r_{ext} = 5\times10^{-3}$ soit $\eta \approx$ -50 dB), les oscillations de $\Delta\varphi$ sont plus prononcées et cette fonction peut alors s'annuler à différentes fréquences, comme le montre la courbe en pointillé espacé. Deux des trois fréquences possibles présentent une dérivée $d\Delta\varphi / d\nu$ positive. Le niveau de rétroaction faible impliquant une différence de gain au seuil faible entre elles (voir l'équation (2.18)), ces deux fréquences sont utilisées et le régime II, multi-fréquence, est établi.

La dernière courbe, en trait plein de couleur vert clair, représente les résultats obtenus avec une cavité externe qui possède la même réflectivité que la première mais dont la longueur est plus grande (L_{ext} = 20 cm, soit τ_{ext} = 2 ns). La période d'oscillation est plus courte et le régime II se développe ainsi à des niveaux de rétroaction plus faibles, comme le montre la figure 2-17.

Afin de bien visualiser l'amplitude de l'oscillation de $\Delta\varphi$ en fonction de la fréquence, la figure 2-19 présente l'évolution de ce déphasage uniquement autour de $\Delta\varphi = 0$. Cette évolution doit également être étudiée autour des ordonnées $\Delta\varphi = 2p\pi$. Comme les niveaux de rétroaction sont relativement faibles (l'hypothèse $r_{ext} << r_{avt}$ a été posée), les fréquences ν correspondant à ces ordonnées sont situées vers : $(\nu - \nu_s) = m / \tau_{in}$. Cette étude doit être donc faite pour toutes les fréquences qui possèdent un gain petit signal supérieur aux pertes.

Si le niveau de rétroaction est encore augmenté, le nombre de fréquences possibles et les différences entre leurs gains au seuil sont augmentés. Le régime III correspond aux niveaux de rétroaction qui induisent une différence de gain modérée, et où une seule fréquence, celle qui présente la meilleure stabilité, oscille. Cette fréquence est celle possédant la plus faible largeur spectrale [83].

Cependant, cette fréquence ne peut se maintenir que si elle possède une différence avec les gains au seuil des autres fréquences suffisamment faible. En effet, lorsque la force de rétroaction est augmenté, la différence $(\gamma_e - \gamma_s)$ est plus importante (voir l'équation (2.18)). Si cette différence est augmentée au-delà d'une valeur critique, une fréquence présentant un gain au seuil plus faible est alors émise au détriment de la fréquence précédente. La figure 2-20 illustre cette compétition modale dans le cas où cinq fréquences respectent la condition de phase.

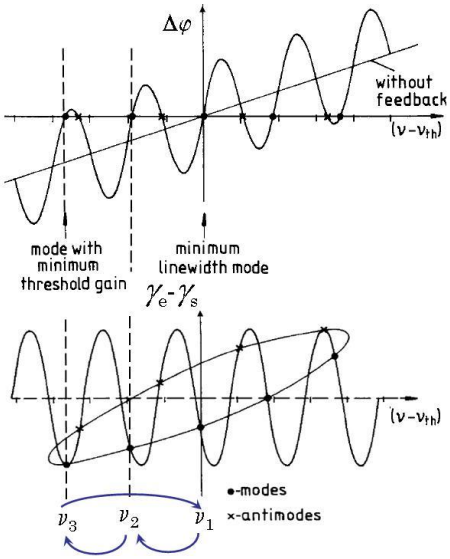


figure 2-20 : Condition de phase et différence entre les gains au seuil en fonction de la fréquence, d'après [85].

Deux d'entre elles (ν_2 et ν_3) possèdent un gain au seuil plus faible que la fréquence présentant la meilleure stabilité en phase (ν_1). Une compétition entre ces trois fréquences a alors lieu. A chaque aller-retour dans la cavité externe, la fréquence est modifiée et tend vers celle possédant le gain au seuil le plus faible (ν_1 puis ν_2 puis ν_3). La fréquence présentant le gain au seuil minimal est finalement atteinte mais elle ne possède pas la stabilité en phase requise. Un saut modal vers la fréquence avec la plus faible largeur spectrale, présentant la meilleure stabilité, intervient alors et l'ensemble de ces étapes est répété [91].

Ce processus correspond au régime IV d'effondrement de cohérence. Le bruit d'intensité de la diode laser dans ce régime est schématisé sur la figure 2-21. La partie a) montre l'évolution temporelle de l'intensité optique émise et b) montre la densité spectrale de cette puissance. Le pic de bruit à basse fréquence (vers 25 MHz) correspond au saut du mode avec le gain au seuil minimum sur le mode présentant la largeur spectrale la plus étroite. Le pic situé vers 0,4 GHz (τ_{ext} = 2,5 ns) correspond aux sauts modaux vers les fréquences présentant un gain au seuil plus faible.

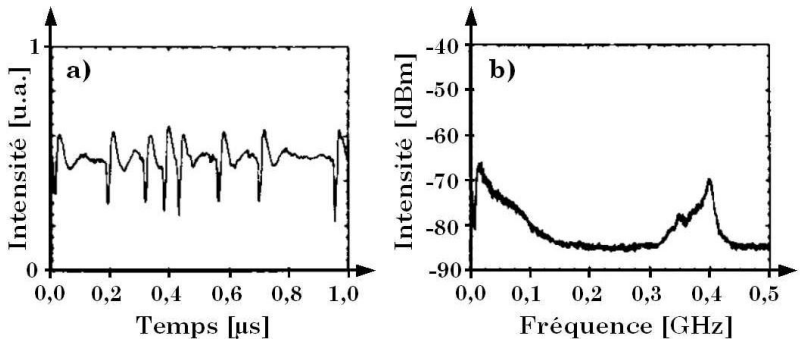


figure 2-21 : Caractéristiques du régime d'effondrement de cohérence. **a)** Mesure de l'intensité optique en fonction du temps et **b)** bruit spectral, d'après [91].

Afin de conserver cette émission à faible bruit basse fréquence et d'obtenir une largeur spectrale d'émission adaptée au milieu à pomper, les diodes laser sont donc placées dans le régime d'effondrement de cohérence grâce une rétroaction optique sélective en longueur d'onde.

2.4.3. Verrouillage spectral

En optique intégrée, la rétroaction sélective en longueur d'onde est créée par un réseau de Bragg intégré sur une fibre optique ou un guide planaire monomodes. Comme le montre la figure 2-22 dans le cas d'un guide d'onde planaire, le champ émis par la diode laser est couplé (directement en bout ou grâce à une optique de couplage) dans l'entrée du guide d'onde monomode.

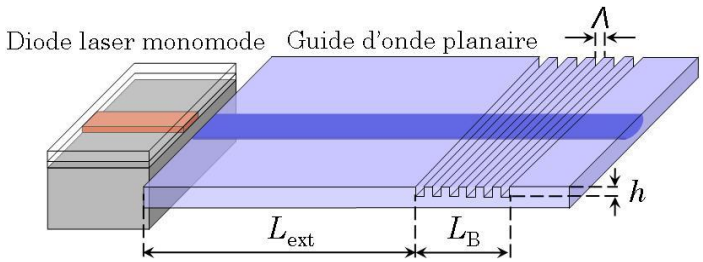


figure 2-22 : Schéma d'une diode laser monomode dont le champ en sortie est couplé dans un guide d'onde planaire monomode sur lequel est inscrit un réseau de Bragg en surface supérieure.

Sur ce guide, à une distance L_{ext} de la diode, un réseau de Bragg est réalisé. Il est constitué par une succession périodique de lignes perpendiculaires à l'axe optique, de pas Λ. Il réfléchit les longueurs d'ondes situées autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B, qui est donnée par :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{2.20}$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé du guide planaire. Ainsi, un spectre centré autour de λ_B est renvoyé dans la diode laser et peut permettre de placer cette dernière dans le régime d'effondrement de cohérence en centrant son émission autour de λ_B.

La largeur spectrale $\Delta\lambda_B$ que renvoie ce réseau, la réflexion R_B à la longueur d'onde de Bragg et la distance L_{ext} séparant la diode du réseau permettent de fixer les conditions d'émission spectrale et temporelle d'une diode laser de pompe.

2.4.3.1. Largeur spectrale d'émission

La largeur spectrale $\Delta\lambda$ de l'émission d'une diode laser de pompe doit être inférieure à la largeur de la bande d'absorption du milieu à pomper. Celle de l'Yb^{3+} et de l'Er^{3+} vaut $\Delta\lambda_{ab}$ = 1,5 nm dans le verre utilisé pour les lasers DFB intégrés [22].

Par ailleurs, cette largeur spectrale doit être suffisamment grande pour contenir un nombre suffisant de modes longitudinaux afin d'obtenir un faible bruit de saut et partition modaux à basse fréquence. La largeur spectrale $\Delta\nu$ d'émission de la diode de pompe doit donc être supérieure à l'intervalle spectral libre de la cavité externe (c / 2 / n_{eff} / L_{ext}) multiplié par le nombre $\mathcal{L}$ de modes longitudinaux nécessaires.

La largeur spectrale de la diode laser de pompe doit donc vérifier l'inégalité :

$$\mathcal{L}\left(c/2n_{\text{eff}}L_{\text{ext}}\right) \le \Delta\nu \le \Delta\nu_{\text{ab}} \Leftrightarrow \mathcal{L}\left(\lambda^2/2n_{\text{eff}}L_{\text{ext}}\right) \le \Delta\lambda \le \Delta\lambda_{\text{ab}} \tag{2.21}$$

Le nombre de modes longitudinaux présent dans une diode laser de pompe varie d'une publication à l'autre. On trouve par exemple $\mathcal{L} = 18$ dans [38] ou $\mathcal{L} = 470$ dans [37]. Un nombre intermédiaire de $\mathcal{L} = 100$ modes longitudinaux a donc été choisi pour notre calcul. L'inégalité (2.21) devient alors :

$$32/L_{\text{ext}} \text{ nm} \le \Delta\lambda \le 1{,}5 \text{ nm} \tag{2.22}$$

où L_{ext} est exprimé en mm, $n_{\text{eff}} = 1{,}5$ et $\lambda = 0{,}98$ µm. Ainsi, pour que cette inégalité puisse être satisfaite, la longueur de la cavité externe doit être supérieure à 21 mm.

Les conditions de verrouillage spectral qui permettent d'obtenir une largeur spectrale $\Delta\lambda$ respectant l'inégalité (2.22) doivent donc être étudiées.

2.4.3.2. Conditions de verrouillage spectral

Dans le cas de la rétroaction optique sélective en longueur d'onde, la réflexion effective de la cavité externe vue dans l'équation (2.9) doit être modifiée pour tenir compte de la dépendance en longueur d'onde de la réflexion. De plus, le coefficient de couplage α_c entre la diode et le guide d'onde sur lequel le réseau est intégré doit être pris en compte. Par ailleurs, le niveau de rétroaction élevé dans le régime IV implique de prendre en compte les réflexions multiples survenant lors des allers-retours dans la cavité externe. Finalement, la longueur de cohérence de la diode laser étant réduite dans ce régime, la phase de l'onde n'a plus d'influence et les réflexions doivent être sommées en intensité [34]. On trouve ainsi :

$$R_{\text{e}}(\lambda) = R_{\text{avt}} + \left(1-R_{\text{avt}}\right)^2 \sum_{p=1}^{+\infty} \alpha_{\text{c}}^{2p} R_{\text{avt}}^{p-1} R_{\text{ext}}^{p}(\lambda) \tag{2.23}$$

Ces termes forment la somme d'une suite géométrique. On obtient donc :

$$R_{\text{e}}(\lambda) = R_{\text{avt}} + \alpha_{\text{c}}^2 \left(1-R_{\text{avt}}\right)^2 R_{\text{ext}}(\lambda) \frac{1}{1-\alpha_{\text{c}}^2 R_{\text{ext}}(\lambda) R_{\text{avt}}} \tag{2.24}$$

Cette réflectivité est alors utilisée pour exprimer la condition de verrouillage spectral [38], donnée par :

$$\gamma(\lambda)-\gamma_s \geq \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{R_{avt}}{R_e(\lambda)}\right) \tag{2.25}$$

Cette équation montre que, pour verrouiller l'émission de la diode laser sur une longueur d'onde λ, la réflexion effective à cette longueur d'onde doit compenser la décroissance du coefficient gain $\gamma(\lambda_s) - \gamma(\lambda)$ ayant eu lieu entre la longueur d'onde λ_s où le gain est maximum et la longueur d'onde λ considérée.

La variation du gain d'une diode laser en fonction de la longueur d'onde au voisinage de son maximum est souvent assimilée à une parabole [92] :

$$\gamma(\lambda)=\gamma_s-\frac{\alpha_D+\alpha_m}{\Gamma}\left[2\frac{(\lambda-\lambda_s)}{\Delta\Lambda}\right]^2 \tag{2.26}$$

Cette parabole est caractérisée par sa longueur d'onde centrale λ_s et par sa largeur $\Delta\Lambda$. A partir des équations (2.25) et (2.26), on peut exprimer la condition de verrouillage spectral sous la forme :

$$\boxed{\frac{\alpha_c^2\kappa_e^2(\lambda)}{1-R_{avt}\alpha_c^2R_{ext}(\lambda)} \geq \exp\left[8L\left(\frac{\alpha_D+\alpha_m}{\Gamma}\right)\left(\frac{\lambda-\lambda_s}{\Delta\Lambda}\right)^2\right]-1} \tag{2.27}$$

où κ_e est donnée par l'équation (2.10). La condition donnée par l'inégalité (2.27) décrit les longueurs d'ondes accessibles à l'effet laser pour une diode laser dans le régime d'effondrement de cohérence.

Afin d'étudier cette condition, on modélise la réflectivité du réseau de Bragg par une gaussienne d'une largeur de 1 nm à mi-hauteur qui est centrée sur la longueur d'onde de Bragg λ_B. Les valeurs des paramètres utilisés pour la diode laser sont : L = 100 µm ; α_D = 1,5 cm^{-1} ; Γ = 1 % ; R_{arr} = 90 % ; R_{avt} = 35 % et $\Delta\Lambda$ = 40 nm. La figure 2-23 présente la condition de verrouillage spectral pour cette diode laser lorsque la réflexion du réseau de Bragg à λ_B vaut 5 % et que le coefficient de couplage α_c vaut 90%.

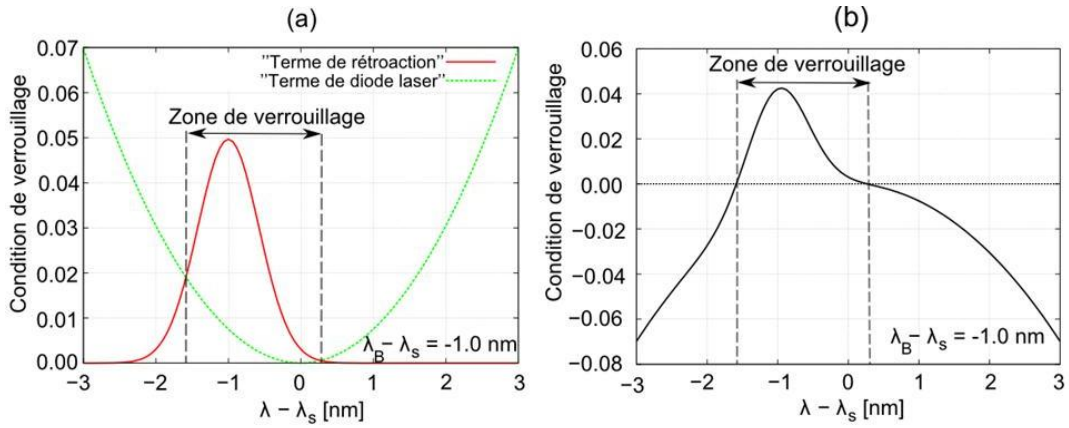


figure 2-23 : Conditions de verrouillage pour une diode laser, pour un désaccord en longueur d'onde de -1 nm.

La partie (a) montre l'évolution des deux termes de l'inégalité (2.27) lorsque la différence entre la longueur d'onde de Bragg et celle de la diode laser (λ_B - λ_s) vaut -1 nm. La courbe en trait plein, qui représente le terme de gauche de l'inégalité (2.27), est égale au « terme de rétroaction », qui doit être supérieur au « terme de diode laser », tracé pointillé et donné par le membre de droite de l'inégalité. La zone où cette condition est satisfaite est nommée zone de verrouillage et la différence entre les longueurs d'ondes λ_B - λ_s est appelée le désaccord spectral. On peut visualiser cette zone en traçant la différence entre ces deux termes, comme le présente la partie (b). La zone de verrouillage est définie par l'ensemble des longueurs d'ondes pour lesquelles cette différence est positive.

La figure 2-24 présente l'évolution de cette différence en fonction du désaccord en longueur d'onde. La zone où la condition (2.27) est satisfaite est entourée par un trait blanc. Les pointes horizontales présentes en (λ - λ_s) = 0 décrivent la condition de gain au seuil pour la diode laser sans rétroaction, qui émet à $\lambda = \lambda_s$. Elles s'étendent donc sur la totalité de l'axe horizontal. Le nombre de points utilisés pour la visualisation ne permet cependant pas d'obtenir sa représentation complète.

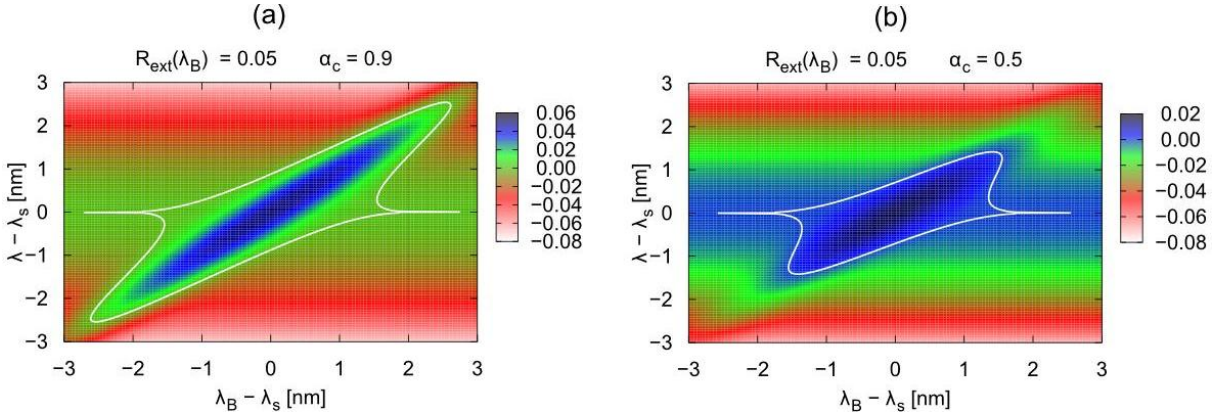


figure 2-24 : Verrouillage spectral pour une diode laser en fonction du désaccord en longueur d'onde. La figure **a)** montre le cas où α_c = 0,9, la partie **b)** le cas où α_c = 0,5.

Le contour de la condition de verrouillage est approximativement décrit par une ellipse : le réseau réfléchit une longueur d'onde préférentielle et l'émission de la diode se décale vers elle en fonction du gain accessible et de la réflexion fournie à cette longueur d'onde.

La partie (a) montre l'influence du désaccord spectral (λ_B - λ_s) entre le réseau de Bragg et la diode laser pour une réflectivité de 5 % à λ_B et un coefficient de couplage α_c = 0,9. Au désaccord spectral (λ_B - λ_s) = -1 nm On retrouve la courbe tracée sur la figure 2-23 (b).

Dans le cas où le désaccord spectral est supérieur à 2,6 nm (ou inférieur à -2,6 nm), seule la longueur d'onde λ_s de la diode laser sans rétroaction est émise. En effet, la longueur d'onde de Bragg est trop éloignée de la longueur d'onde possédant le maximum de gain. La réduction des pertes occasionnées par la rétroaction ne compense alors pas la décroissance du gain du milieu amplificateur à cette longueur d'onde.

La partie (b) de la figure 2-23 présente les conditions de verrouillage lorsque le coefficient de couplage vaut $\alpha_c = 0{,}5$. Le verrouillage autour de la longueur d'onde de Bragg n'est alors possible que si le désaccord spectral entre les deux cavités ne dépasse pas ± 1,5 nm. L'équation (2.27) montre que l'influence sur les conditions de verrouillage de α_c^2 est la même que celle de R_{ext}. Il est essentiel d'obtenir un coefficient de couplage le plus élevé possible afin de diminuer au maximum la réflectivité du réseau de Bragg, ce qui augmente la puissance en sortie de guide d'ondes de Bragg.

Cette condition de verrouillage spectral doit être complétée par un critère qui porte sur le taux de suppression que doivent posséder les longueurs d'ondes verrouillées avec la longueur d'onde λ_s « naturelle » de la diode laser. Une valeur de 30 dB est rencontrée dans les diodes laser de pompe [17, 36]. Ce taux de suppression correspond à une différence de gain normalisé de 0,02 pour un milieu à gain homogène [92]. La zone de verrouillage spectral est donc définie par l'ensemble des longueurs d'ondes qui vérifient la condition (2.27) et qui possèdent une différence de gain au seuil avec la diode laser seule inférieure à -0,02. Cette différence de gain normalisé est donnée par l'équation :

$$\hat{\gamma}(\lambda) - \hat{\gamma}_s = \frac{\Gamma\left[\gamma_e(\lambda) - \gamma_s\right]}{\alpha_D + \alpha_{m,e}(\lambda)} \tag{2.28}$$

où $\alpha_{m,e}(\lambda) = 1 / 2 / L \times \ln(1 / R_e(\lambda) / R_{arr})$.

Ce critère supplémentaire implique que l'émission spectrale est verrouillée sur l'ensemble des longueurs d'onde où la réflectivité du réseau de Bragg est supérieure à 2,4 %. Avec les caractéristiques du réseau de Bragg utilisés pour la modélisation ($\Delta\lambda_B = 1$ nm et $R_B = 5$ %), le verrouillage est satisfait sur une largeur spectrale de 1,0 nm dans le cas d'un désaccord spectral nul pour la partie (a) de la figure 2-24. Dans le cas de la partie (b), où le coefficient de couplage entre la diode et le guide vaut $\alpha_c = 0{,}5$, le verrouillage de la diode n'est pas obtenu, même lorsque les cavités sont parfaitement accordées.

2.5. Dimensionnement

La partie précédente a décrit le cas d'une diode laser monomode selon son axe lent lorsqu'elle est soumise à une rétroaction sélective en longueur d'onde. Le raisonnement

doit être adapté pour une diode laser multimode. Un épanouisseur, diminuant les pertes pour le mode fondamental uniquement, doit en effet être ajouté.

Après avoir rappelé les principaux paramètres de la structure, le verrouillage spectral d'une diode laser à ruban large est analysé. Enfin la largeur du ruban adaptée sera déterminée et la cavité externe à imposer est finalement dimensionnée.

2.5.1. Paramètres de la structure

La figure 2-25 rappelle la structure [69] et les principaux paramètres du dispositif à réaliser. La diode laser possède un ruban de largeur W_{DL} et émet une puissance P_{DL}.

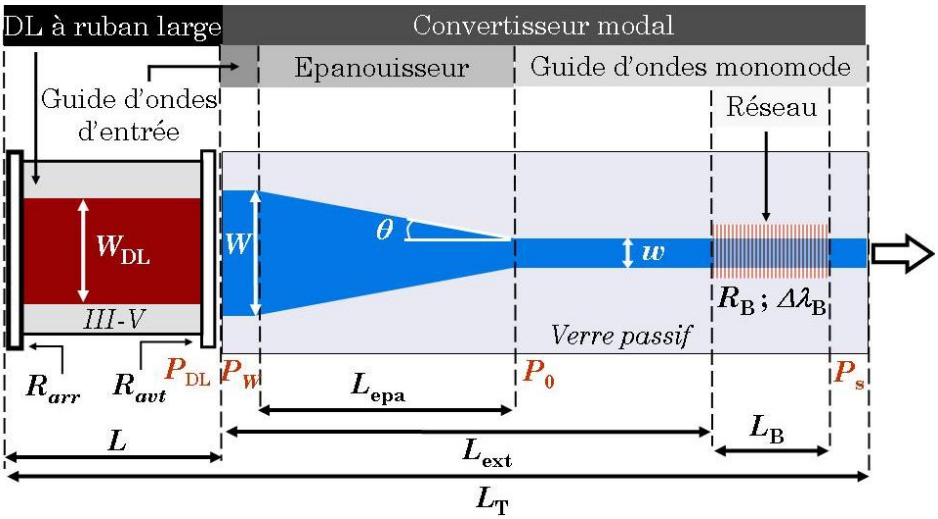


figure 2-25 : Vue du dessus du dispositif à réaliser.

Le convertisseur modal réalisé sur un substrat de verre est composé de trois parties. La première est un guide d'onde d'entrée adapté au couplage avec la diode laser. La puissance couplée dans ce guide est nommée P_W. Le coefficient de couplage α_c est donné par : $\alpha_c = P_{DL} / P_W$. Ce guide d'onde est suivi d'un épanouisseur, caractérisé par son demi-angle local θ et sa longueur L_{epa}. Les modes d'ordre supérieurs sont rayonnés au cours de la propagation dans l'épanouisseur. Les pertes occasionnées sont données par $\alpha_{epa} = P_0 / P_W$ où P_0 est la puissance en sortie de l'épanouisseur. On note $\alpha_{epa}{}^0$ les pertes occasionnées sur le mode fondamental. La dernière partie du convertisseur modal est le guide d'onde monomode, de largeur w. Un réseau de Bragg de réflectivité R_{ext}, présentant un maximum R_B, une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ et une longueur L_B, y est réalisé. La puissance en sortie du convertisseur modal est notée P_s.

2.5.2. Verrouillage d'une diode laser à ruban large

Le principe du verrouillage spectral d'une diode laser à ruban large est identique à celui d'une diode laser monomode mais il faut tenir compte en plus du terme de pertes

sur le mode fondamental α_{epa}^0 du à l'épanouisseur. Ces pertes sont subies à chaque aller et à chaque retour dans la cavité externe, comme les pertes par couplage α_c entre la diode et le guide d'onde. On remplace ainsi α_c par $\alpha_c \times \alpha_{epa}^0$ et la condition de verrouillage spectral donnée par l'équation (2.25) devient :

$$\frac{\left(\alpha_c \alpha_{epa}^0\right)^2 \kappa_e^2(\lambda)}{1 - R_{avt}\left(\alpha_c \alpha_{epa}^0\right)^2 R_{ext}(\lambda)} \geq \exp\left[8L\left(\frac{\alpha_D + \alpha_m}{\Gamma}\right)\left(\frac{\lambda - \lambda_s}{\Delta\Lambda}\right)^2\right] - 1 \qquad (2.29)$$

Cette condition est représentée sur la figure 2-26, qui étudie la différence entre les termes de l'inégalité (2.29) en fonction du désaccord spectral (λ_B - λ_s).

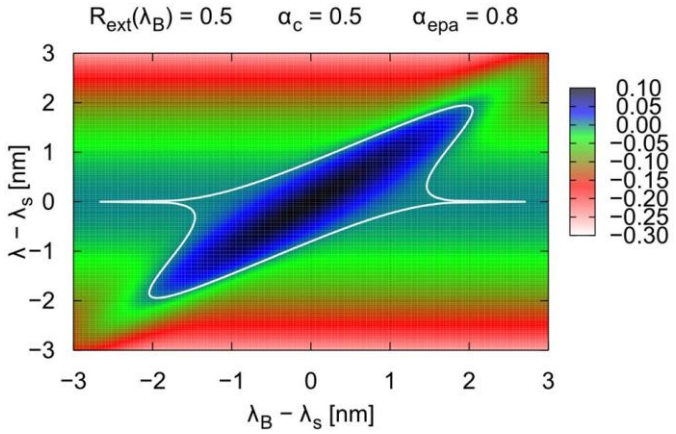


figure 2-26 : Conditions de verrouillage spectral d'une diode laser à ruban large

Les paramètres utilisés pour tracer cette figure sont regroupés dans le tableau 2-1. Ces valeurs sont celles typiquement rencontrées dans les diodes laser à ruban large [93-95].

Diode laser						**Cavité externe**			
L	α_D	Γ	R_{arr}	R_{avt}	$\Delta\Lambda$	R_B	$\Delta\lambda_B$	α_c	α_{epa}^0
1 mm	0,5cm^{-1}	1 %	90 %	35 %	40 nm	50 %	1 nm	0,50	0,80

tableau 2-1 : Paramètres utilisés pour la diode laser à ruban large et la cavité externe constituée.

Le milieu actif est plus long (L =1 mm) et présente des pertes par diffusion plus faibles (α_D = 0,5 cm^{-1}) que les diodes laser monomodes. Le facteur de confinement peut être considéré comme identique à celui d'une diode laser monomode du champ et vaut Γ = 1 % [96]. Les réflectivités en puissance de la facette arrière et avant sont R_{arr} = 0,90 et R_{avt} = 0,35 (cas de la diode sans traitement d'anti-reflet sur la facette de sortie).

L'évolution du gain de la diode en fonction de la longueur d'onde est modélisée par une parabole de largeur $\Delta\Lambda$ = 40 nm. La réflectivité du réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde est supposée être une gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ = 1 nm et présente un maximum de réflexion $R_B = R_{ext}(\lambda_B)$ = 50 %. Le recouvrement entre la diode

et le guide d'onde d'entrée est $\alpha_c = 0{,}50$. On suppose que les pertes de l'épanouisseur occasionnées sur le mode fondamental sont $\alpha_{epa}{}^0 = 0{,}8$.

Deux paramètres imposent d'utiliser une réflectivité R_B plus grande pour le verrouillage spectral d'une diode laser multimode que monomode. Celle-ci doit d'une part être augmentée pour compenser les pertes supplémentaires subies par le mode fondamental dans l'épanouisseur. D'autre part la longueur plus importante du milieu actif implique un gain ($\gamma_s \times 2L$) sur un aller-retour plus important pour la diode seule et la rétroaction doit ainsi être augmentée.

2.5.3. Paramètres retenus

2.5.3.1. Choix d'une diode laser à ruban large

Le compromis entre la puissance émise grâce à un émetteur large et la longueur maximale du dispositif permet de déterminer quelle est la largeur de l'émetteur adaptée pour notre application. Le tableau 2-2 présente les largeurs W_{DL} des émetteurs et la puissance P_{DL} délivrée pour quatre diodes laser à ruban large disponible en 2009 chez JDS Uniphase et AXCEL Photonics.

Modèle	AXCEL MM-980-1500-0YZ	JDSU 63-00366	AXCEL MM-980-010W-2YZ	AXCEL CL-980-015W-4YZ
W_{DL} [µm]	50	100	200	400
P_{DL} [W]	1,5	10	10	15

tableau 2-2 : Puissances accessibles avec quatre largeurs de rubans de diodes laser.

Les diodes laser présentant une largeur de ruban de 100 µm peuvent émettre jusqu'à une puissance de 10 W tandis que les émetteurs de 400 µm de large offre 15 W de disponible. Les efforts des constructeurs ont donc été dirigés principalement vers les rubans de 100 µm. Ceux-ci permettent en effet d'utiliser pour la collection de la lumière des fibres optiques dont le diamètre du cœur est de 105 µm, valeur maximale ne modifiant l'épaisseur classique de 125 µm d'une gaine de fibre optique. Cette largeur d'émetteur semble donc être le meilleur candidat. Cette conclusion doit cependant être vérifiée en étudiant si la longueur de l'épanouisseur est compatible avec notre application de pompage embarqué.

Un critère, développé par Milton et Burns, donne la condition théorique pour dimensionner un épanouisseur adiabatique, c'est-à-dire sans pertes de rayonnement sur le mode fondamental. Le demi-angle local θ de l'épanouisseur doit respecter l'inégalité [97] :

$$\theta < \frac{\lambda_0}{2n_{eff}^0 W_{DL}} \tag{2.30}$$

où λ_o est la longueur d'onde dans le vide et n_{eff}^0 l'indice effectif du mode fondamental. Ce critère montre en fait que le guide doit s'élargir plus lentement que la divergence qu'aurait le mode en propagation libre dans un milieu d'indice n_{eff}^0. La longueur critique de l'épanouisseur, en dessous de laquelle le critère précédent n'est pas respecté, est donnée par :

$$L_{epa}^{c} = \frac{n_{eff}^{0} W_{DL} \left(W_{DL} - w \right)}{\lambda_0} \approx \frac{n_{eff}^{0} {W_{DL}}^2}{\lambda_0} \tag{2.31}$$

où w est la largeur en sortie de l'épanouisseur.

Cette équation donne les longueurs minimales à imposer à l'épanouisseur. En prenant un indice effectif de 1,5 et pour un émetteur de largeur W_{DL} = 100 µm, on trouve une longueur critique de 1,5 cm. On choisit alors L_{epa} = 2,0 cm afin de garantir une marge sur la longueur critique. Cette longueur est compatible avec les critères d'encombrement de 4 cm.

2.5.3.2. Dimensionnement du réseau de Bragg

La longueur de la cavité externe est définie par la distance entre la facette avant de la diode laser et le début du réseau de Bragg. En supposant une longueur de réseau de 1 cm, on peut envisager d'avoir L_{ext} = 3 cm. L'inégalité (2.21) devient :

$$1{,}1 \text{ nm} < \Delta\lambda < 1{,}5 \text{ nm} \tag{2.32}$$

Nous avons donc dimensionné la largeur spectrale et la réflectivité du réseau de Bragg en vue d'obtenir une émission présentant une largeur spectrale $\Delta\lambda$ = 1,3 nm, au centre de l'intervalle (2.32).

On a recherché tout d'abord, selon l'équation (2.28), la réflectivité minimale R_{min} à imposer pour obtenir une différence de gain au seuil normalisé inférieure à -0,02. Celle-ci vaut 8 % dans le cas où les valeurs utilisées pour la diode laser à ruban large sont celles reportées dans le tableau 2-1. On a adapté ensuite la réflectivité du réseau à la longueur d'onde de Bragg et la largeur spectrale à imposer en vue d'obtenir la largeur spectrale d'émission $\Delta\lambda$ = 1,3 nm requise.

La réflectivité du réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde peut être assimilée à une fonction gaussienne que l'on peut écrire sous la forme :

$$R_{ext}\left(\lambda\right) = R_B \exp\left[-4 \ln 2 \frac{\left(\lambda - \lambda_B\right)^2}{{\Delta\lambda_B}^2} \right] \tag{2.33}$$

où $\Delta\lambda_B$ est la largeur à mi-hauteur et $R_B = R(\lambda_B)$ la réflectivité maximale. On doit alors déterminer ces deux paramètres afin d'obtenir une largeur d'émission $\Delta\lambda$ = 1,3 nm pour laquelle les longueurs d'ondes possèdent une réflectivité supérieure à la réflectivité R_{min}

identifiée précédemment. Dans le cas où le désaccord spectral est nul ($\lambda_B = \lambda_s$), la bande de longueur d'onde $\Delta\lambda$ pour laquelle la réflectivité du réseau est supérieure à R_{min} est donnée par :

$$R_{min} = R_B \exp\left(-4\ln 2 \frac{(\Delta\lambda/2)^2}{\Delta\lambda_B{}^2}\right) \Leftrightarrow R_B = R_{min}\, 2^{(\Delta\lambda/\Delta\lambda_B)^2} \qquad (2.34)$$

Comme la réflectivité R_{min} nécessaire au verrouillage est connue, on peut ainsi calculer, pour différentes largeurs spectrales $\Delta\lambda_B$, la réflectivité R_B à imposer. Le tableau 2-3 présente alors les réflectivités R_B obtenues pour trois réseaux dont les largeurs à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ sont 1,5 nm, 1,0 nm et 0,75 nm.

$\Delta\lambda_B$ [nm]	1,5	1,0	0,75
R_B [%]	14	26	66

tableau 2-3 : Largeurs spectrales et réflectivités à imposer pour le réseau de Bragg

Ces trois largeurs impliquent respectivement une réflectivité à la longueur d'onde de Bragg de 14 %, 26 % et 66 %. Il est donc intéressant de travailler avec des largeurs $\Delta\lambda_B$ élevées, permettant de diminuer la réflectivité du réseau, ce qui augmente la puissance en sortie.

Cependant le gain au seuil est alors peu dépendant de la fréquence et peut conduire à une émission moins stable. C'est pourquoi une valeur intermédiaire pour la largeur spectrale, de 1 nm, est préférée.

2.5.3.3. Synthèse

Le tableau 2-4 résume les valeurs choisies pour les paramètres de la diode laser à ruban large et de sa cavité externe. La diode laser est fabriquée par AXCEL Photonics et son numéro de produit est CM-980-3000-130. Cette diode possède un ruban de 100 µm de large et émet une puissance maximale de 3 W. Les diodes émettant plus de puissance n'ont pas été retenues car elles ne sont pas utiles pour l'étape de démonstration de la faisabilité. Une longueur d'épanouisseur de 2,0 cm permet de garantir une transition adiabatique. Cette longueur est compatible avec celle de la cavité externe, de 3 cm, qui est nécessaire pour obtenir un nombre suffisant de modes longitudinaux pour le pompage optique. Enfin cette dernière dimension est en accord avec les contraintes d'encombrement de 2 cm×4 cm.

W_{DL}	P_{DL}	L_{epa}	L_{ext}	$\Delta\lambda_B$	R_B
100 µm	3 W	2,0 cm	3 cm	1,0 nm	26 %

tableau 2-4 : Paramètres de la diode laser à ruban large et ordre de grandeur des valeurs de la cavité externe.

Les valeurs à imposer pour le réseau de Bragg fermant partiellement la cavité externe sont une largeur à mi-hauteur de 1,0 nm et une réflectivité à la longueur d'onde de Bragg de 26 %. Ces paramètres dépendent fortement des pertes occasionnées par le convertisseur modal. Leur dimensionnement exact nécessite une mesure expérimentale des pertes par couplage entre la diode laser et le guide d'onde d'entrée ainsi que des pertes sur le mode fondamental dans l'épanouisseur. Ces valeurs montrent néanmoins que le verrouillage intégré d'une diode laser à ruban large est envisageable.

2.6. Conclusion

Ce chapitre a présenté le fonctionnement théorique et a donné le dimensionnement de la structure à réaliser. Celle-ci repose sur une diode laser à ruban large supportant de nombreux modes transverses et longitudinaux et sur un convertisseur modal qui filtre l'ensemble des modes non désirés. Ce convertisseur, couplé en bout de la diode laser, impose alors une rétroaction optique dans la diode laser grâce à un réseau de Bragg intégré sur son guide d'ondes monomode en sortie.

La première partie a présenté le principe de la génération de lumière dans un semi-conducteur. Cette génération repose sur les transitions inter-bandes des semi-conducteurs à gaps directs qui ont lieu aux endroits où un grand nombre de paires électron-trou sont prêts à se recombiner radiativement. L'accumulation des porteurs est réalisée grâce au pompage électrique de jonctions entre semi-conducteurs présentant des dopages différents. Actuellement, la génération de lumière la plus efficace à la longueur d'onde de 980 nm utilise des structures à multi-puits quantiques faites de couches contraintes de l'alliage $In_{1-x}Ga_xAs$.

Le fonctionnement des diodes laser à haute puissance reposant sur ces structures a ensuite été décrit. Celles-ci présentent une émission multi-fréquence et leur régime stationnaire est décrit en considérant la différence entre le gain petit signal pour chaque fréquence et le gain au seuil du laser. La rétroaction optique sur une diode laser implique cependant d'autres fréquences d'émission. La compétition entre ces fréquences permet d'étudier le développement du régime d'effondrement de cohérence, dans lequel sont placées les diodes laser de pompe grâce une réflexion sélective en longueur d'onde. Un modèle analytique a permis d'étudier les fréquences autorisées en fonction de la réflexion supplémentaire occasionnée par la cavité externe. L'effet du désaccord entre la longueur d'onde du maximum de réflexion et de la longueur d'onde centrale de la diode laser seule a également été étudié. Ce modèle a permis de retrouver les paramètres utilisés pour la cavité externe des diodes laser de pompe monomode.

Ce modèle a ensuite été adapté au cas de la stabilisation d'une diode laser à ruban large. Il a permis de déterminer la diode à ruban large adaptée à notre application embarquée et de donner un premier dimensionnement de la cavité externe. Celle-ci comporte ainsi un réseau de Bragg placée à 3 cm de la diode, dont la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg est proche de 25 %, et dont la largeur spectrale à mi-hauteur est de 1 nm.

Chapitre 3
Réalisation du convertisseur de mode

Sommaire

3.1. Introduction……77
3.2. Confinement de la lumière……78
3.2.1. Rappels sur le guidage optique……78
3.2.2. Modélisation de l'échange d'ions……81
3.2.3. Guides d'ondes réalisés par échange d'ions……87
3.3. Dimensionnement du convertisseur……92
3.3.1. Caractéristiques souhaitées……92
3.3.2. Confinement vertical……94
3.3.3. Principe du dimensionnement……97
3.3.4. Dimensionnement des extrémités du convertisseur……99
3.3.5. Transitions……102
3.3.6. Synthèse……104
3.4. Fabrication et caractérisation du convertisseur……104
3.4.1. Qualification de la technologie……104
3.4.2. Transition échange sous champ / échange thermique……108
3.4.3. Guide d'onde d'entrée……110
3.4.4. Convertisseur modal……115
3.5. Conclusion……118

3.1. Introduction

Le chapitre précédent ayant présenté le dimensionnement du réseau de Bragg fermant la cavité externe de la diode laser à ruban large, la réalisation du convertisseur modal à placer entre la diode laser et le réseau de Bragg est détaillée dans ce chapitre.

Pour cela, la première partie rappelle le principe de confinement de la lumière dans des guides d'ondes diélectriques. Le cas des guides d'ondes réalisés dans un verre d'oxyde est ensuite détaillé puis les répartitions d'indice et les modes guidés dans les différents types de guides réalisables par échange d'ions sont présentés.

La partie suivante donne les contraintes liées à la conception du convertisseur modal et la logique du dimensionnement. Celle-ci permet de déterminer les paramètres technologiques de la fabrication composant. La fabrication puis la caractérisation optique du convertisseur modal sont finalement présentées.

3.2. Confinement de la lumière

En optique intégrée, le confinement de la lumière est obtenu en augmentant localement l'indice de réfraction. Cette partie présente les conditions d'un guidage optique ainsi que les caractéristiques des champs guidés.

3.2.1. Rappels sur le guidage optique

3.2.1.1. Equations d'ondes

La lumière est une onde électromagnétique décrit par la vibration d'un champ électrique $\boldsymbol{E}$ et d'un champ magnétique $\boldsymbol{H}$. Leurs évolutions dans le temps et l'espace sont décrites par les équations de Maxwell. Comme le verre est un matériau diélectrique et non magnétique, les charges et le courant de conduction sont nuls tandis que la perméabilité est constante. En cherchant alors des solutions aux équations de Maxwell sous la forme harmonique $\psi(\boldsymbol{r},t) = \psi(\boldsymbol{r})\exp(j\omega t)$, on obtient les équations d'ondes qui régissent les amplitudes des champs $\boldsymbol{E}$ et $\boldsymbol{H}$ en fonction de la répartition spatiale d'indice de réfraction $n(\boldsymbol{r})$. Ces équations s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} \Delta \boldsymbol{E} + k_0 n^2 \boldsymbol{E} = -\mathbf{grad}\left[\boldsymbol{E} \dfrac{\mathbf{grad}\left(n^2\right)}{n^2} \right] \\ \Delta \boldsymbol{H} + k_0 n^2 \boldsymbol{H} = \mathbf{rot}\boldsymbol{H} \wedge \left[\dfrac{\mathbf{grad}\left(n^2\right)}{n^2} \right] \end{cases} \tag{3.1}$$

où $k_0 = \omega / c = 2\pi / \lambda_0$ est le vecteur d'onde dans le vide et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Lorsque le milieu dans lequel l'onde électromagnétique se propage présente un indice n constant, les membres de droite des équations (3.1) s'annulent. Les solutions obtenues sont alors des ondes planes dont l'étendue est infinie. Cette équation montre donc qu'une variation d'indice est nécessaire pour confiner la lumière.

3.2.1.2. Guide d'ondes plan et modes de propagation

Les équations d'ondes peuvent être résolues analytiquement dans le cas simple du guide dit « plan à saut d'indice », constitué d'une superposition de trois couches planes, nommées respectivement substrat, cœur et superstrat, comme le montre la figure 3-1. Le système d'axe

(*x*, *y*, *z*) a été choisi pour que la variation d'indice n'ait lieu que selon l'axe *y* et l'axe *z* est désigné comme l'axe de propagation.

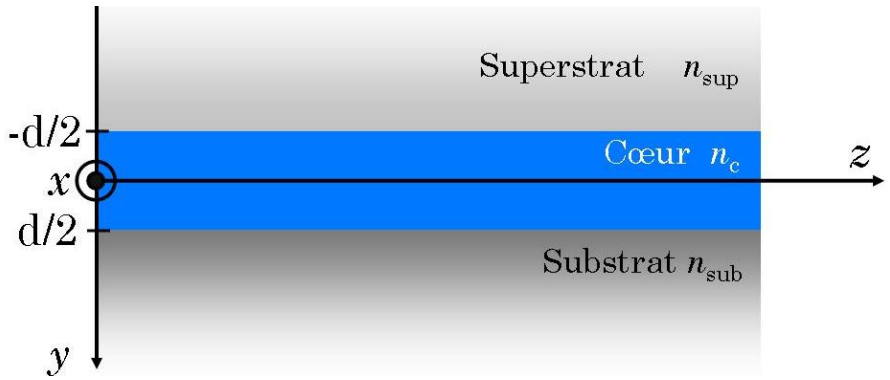


figure 3-1 : Géométrie d'un guide plan à saut d'indice.

Des solutions harmoniques sont alors recherchées séparément pour chacun des trois milieux. Elles s'écrivent sous la forme :

$$\psi(\mathbf{r},t) = \psi(y,z)\exp(j\omega t) = \psi(y)\exp(-j\beta z)\exp(j\omega t) \qquad (3.2)$$

où β est la projection du vecteur d'onde selon l'axe *z*. Dans ce cas, il existe deux groupes de solutions indépendantes, l'un appelé transverse électrique (TE) faisant intervenir les composantes (E_x, H_y, H_z) et l'autre dit transverse magnétique (TM) qui regroupe (H_x, E_y, E_z). Dans chaque cas, la détermination de la composante selon *x* permet de calculer les autres composantes des champs grâce aux relations de Maxwell. Les équations d'ondes se simplifient ainsi en :

$$\frac{\partial^2 \psi_{x,i}(y)}{\partial y^2} + k_0{}^2\left[n_i{}^2 - n_{\text{eff}}{}^2\right]\psi_{x,i}(y) = 0 \qquad (3.3)$$

où i représente le milieu considéré, et $n_{\text{eff}} = \beta / k_0$ est appelé l'indice effectif. En fonction du signe de (n_i^2 - n_{eff}^2), la forme de la solution est soit exponentielle, soit sinusoïdale. Les cas physiquement possibles sont représentés sur la figure 3-2 en fonction de la valeur de l'indice effectif n_{eff} et pour $n_{\text{sub}} > n_{\text{sup}}$.

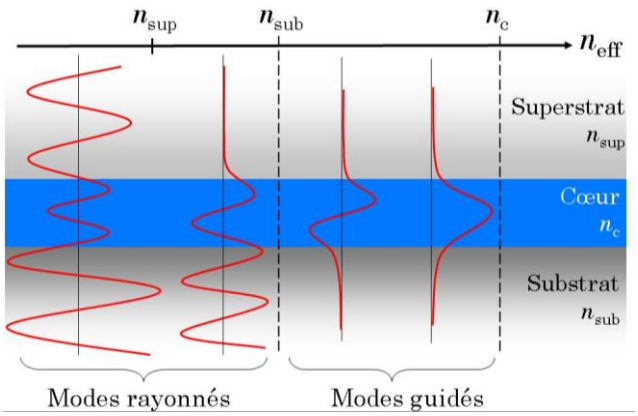


figure 3-2 : Modes rayonnés et modes guidés dans un guide plan, d'après [98].

Lorsque la solution est sinusoïdale dans le cœur et exponentielle décroissante dans le substrat et le superstrat, le champ est effectivement confiné autour du cœur et la solution est appelée un mode guidé. Dans ce cas, l'indice effectif respecte l'inégalité :

$$\max\left\{n_{sup}, n_{sub}\right\} < n_{eff} < n_c \tag{3.4}$$

Dans le cas où $n_{eff} < \max\{n_{sup}, n_{sub}\}$, la solution obtenue est un mode dit rayonné et son énergie n'est pas confinée au niveau du cœur. L'ensemble de ces modes, guidés et rayonnés, forme une base orthogonale sur laquelle les champs électromagnétiques propagés peuvent être décomposés.

Tandis que les modes rayonnés forment un continuum d'état, les modes guidés constituent un ensemble discret et fini d'états propres. L'équation de dispersion, obtenue avec la continuité des composantes tangentielles de $\boldsymbol{E}$ et de $\boldsymbol{H}$ aux interfaces, donne les valeurs discrètes qui sont possibles pour l'indice effectif selon :

$$k_0 d\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} - \arctan\left(\left(\frac{n_c}{n_{sub}}\right)^{\mathcal{J}}\sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}}\right) - \arctan\left(\left(\frac{n_c}{n_{sup}}\right)^{\mathcal{J}}\sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}}\right) = m\pi \tag{3.5}$$

$$\text{où } m \in Z \text{ et } \mathcal{J} = \begin{cases} 0 \text{ en TE} \\ 2 \text{ en TM} \end{cases}$$

A chaque entier m correspond un indice effectif $n_{eff}^m = n_m$ auquel correspond un mode guidé. La répartition d'amplitude des deux premiers modes guidés est schématisée sur la figure 3-2. Lorsque qu'une seule valeur d'indice effectif vérifie l'équation de dispersion et la condition de guidage, le guide d'onde est dit monomode.

3.2.1.3. Guide d'ondes canal

Un guide d'onde canal confine la lumière dans les deux directions transverses à la propagation grâce à une augmentation locale de l'indice de réfraction. La résolution vectorielle des équations d'ondes (3.1) peut être simplifiée lorsque les écarts d'indice de réfraction sont faibles, comme dans le cas de l'échange d'ions sur verre. Cette hypothèse de faible guidage implique que :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{n^2}\dfrac{\partial n^2}{\partial x} << \beta \\ \dfrac{1}{n^2}\dfrac{\partial n^2}{\partial y} << \beta \end{cases} \tag{3.6}$$

où x et y sont les axes transverses à l'axe z de propagation. Les équations d'ondes (3.1) se simplifient alors en :

$$\Delta\psi_x(x,y) + k_0{}^2\left[n(x,y)^2 - n_{\text{eff}}{}^2\right]\psi_x(x,y) = 0 \tag{3.7}$$

Cette simplification permet d'obtenir une équation scalaire et aboutit à deux familles de solutions appelées « quasi-TE » (E_x, H_y, H_z) et « quasi-TM » (H_x, E_y, E_z). Le calcul de la composante ψ_x permet de remonter aux autres composantes selon les équations de Maxwell.

Dans cette étude, l'équation (3.7) est résolue selon la méthode dite « Alternating Direction Implicit » (ADI) [99] du logiciel commercial OptiBPM. Ce logiciel donne accès aux indices effectifs des modes guidés ainsi qu'à leur répartition en amplitude.

Il nécessite comme donnée d'entrée la carte d'indice de réfraction transverse à l'axe de propagation. Cette carte est fournie par un logiciel développé en interne à l'IMEP-LaHC, qui décrit la modification de l'indice d'un verre induite par un échange d'ions. Le modèle de diffusion ionique utilisé par ce programme est décrit dans la partie suivante.

3.2.2. Modélisation de l'échange d'ions

3.2.2.1. Principe de l'échange d'ions

L'indice de réfraction d'un verre peut être modifié en remplaçant certains de ces éléments avec ceux d'un autre milieu. Un modèle empirique développé par les laboratoires Kodak [100] permet d'exprimer la variation d'indice de réfraction d'un verre d'oxyde en fonction des variations de volume (ΔV_0) et de réfractivité (ΔR_0). Celles-ci sont occasionnées lors de la

modification de la composition du verre par un dopant de concentration normalisée *c*. L'expression de la variation d'indice est donnée par :

$$\Delta n = \frac{c}{V_0}\left(\Delta R_0 - \frac{R_0 \Delta V_0}{V_0}\right) \tag{3.8}$$

Dans le cas de l'échange d'ions sur verre, l'indice est modifié en remplaçant les cations des modificateurs de réseau du verre. Leur énergie de liaison permet en effet d'obtenir leur diffusion à des températures typiquement comprises entre 250 °C et 500 °C, qui sont donc inférieures à la température de transition vitreuse du verre. La figure 3-3 schématise le principe de l'échange d'ions réalisé à l'IMEP-LaHC.

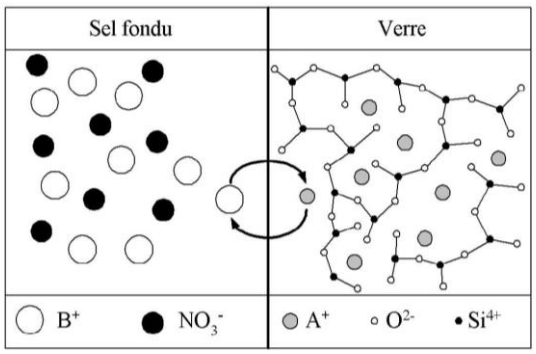


figure 3-3 : Principe de l'échange d'ions entre les cations (B^+) d'un bain de sel de nitrate fondu et ceux (A^+) d'un verre.

Un substrat de verre est plongé dans un sel de nitrate liquide comportant des cations B^+ avec lesquels on souhaite doper le verre. Sous l'effet de la température, les ions A^+ du verre sont portés à une énergie supérieure à leur énergie de liaison et deviennent donc mobiles. A la surface du verre, en contact avec le bain, l'équilibre thermodynamique s'établit. Les ions A^+ proches de la surface sont remplacés par des ions B^+ du bain. Les ions B^+ échangés diffusent ensuite dans le volume du verre. Cette diffusion peut être assistée par un champ électrique qui pousse les cations dans le verre. On parle alors d'échange ionique assisté par champ électrique ou d'échange sous champ.

Le couple d'ions le plus couramment employé au laboratoire est le couple $B^+ = Ag^+$ / $A^+ = Na^+$ car le rayon ionique de l'argent (1,26 Å), proche de celui du sodium (0,95 Å), entraîne la création de peu de biréfringence et de contraintes mécaniques dans le verre. Les variations d'indice maximales créées sont de l'ordre de 0,1, ce qui permet une miniaturisation des circuits optiques [101]. Cependant, l'argent sous sa forme ionique a tendance à être réduit en argent métallique, ce qui peut augmenter les pertes dans les guides. Cette réduction

survient en volume en présence d'ions de fer et d'arséniure comme en surface en présence d'atomes d'hydrogènes [102]. Il convient donc d'utiliser un verre dédié pour cet échange. Le verre silicate GO14, fourni par Teem Photonics S.A., a donc spécialement été conçu pour cette application. Il a permis la réalisation de guides d'ondes présentant des pertes par propagation inférieures à 0,1 dB / cm [101]. L'échange d'ions Ag^+/Na^+ a ainsi déjà été utilisé avec succès lors des développements précédents concernant les micro-LiDARs (projets européens NESLIE et DANIELA).

Les contraintes mécaniques pouvant être négligées dans le cas de l'échange argent - sodium dans le verre GO14, l'équation (3.8) peut être appliquée. L'indice de réfraction obtenu après l'échange d'ions est donc celui du substrat auquel est ajouté un terme proportionnel au nombre d'ions échangés :

$$\boxed{n(x,y,z) = n_{\text{sub}} + \Delta n_{\max} c\left(x,y,z\right)} \tag{3.9}$$

où la concentration normalisée c est égale à la concentration C_B^{verre} des ions B^+ échangés divisée par la concentration $C_A^{\text{verre}}(t = 0)$ des ions A^+ présents dans le verre au début de l'échange. $\Delta n_{\max}$ est la variation d'indice que l'on obtient lorsque la totalité des ions A^+ est échangée ($c = 1$).

Le verre GO14 possède un indice de réfraction de $n_{\text{sub}} = 1{,}5138$ à la longueur d'onde de 980 nm et sa variation d'indice maximale accessible avec le couple Ag^+ / Na^+ vaut $0{,}086 \pm 0{,}005$ [103].

L'équation (3.9) montre que le calcul de la répartition d'indice de réfraction $n(x,y,z)$ nécessite celle de la concentration normalisée $c(x,y,z)$. Celle-ci s'obtient en étudiant l'équilibre à l'interface puis la diffusion des ions dans le verre.

3.2.2.2. Echange d'ions à la surface du verre

On suppose que la cinétique de l'échange d'ions à la surface du verre est plus rapide que la diffusion dans le verre. La réaction à l'interface est donc considérée à l'équilibre et elle est régie par un constante d'équilibre K. Elle s'écrit :

$$A^+_{\text{verre}} + B^+_{\text{sel}} \underset{K}{\rightleftarrows} A^+_{\text{sel}} + B^+_{\text{verre}}$$

$$K = \frac{C_B^{\text{verre,s}} C_A^{\text{sel}}}{C_B^{\text{sel}} C_A^{\text{verre,s}}} \tag{3.10}$$

où l'exposant « s » indique la surface du verre. Les concentrations des ions A^+ et B^+ dans le bain sont supposées constantes dans le temps.

On suppose également que l'échange ionique se fait site pour site entre les ions B^+ et les ions A^+. Cette hypothèse se traduit par l'équation :

$$C_A^{\text{verre,s}}(t) + C_B^{\text{verre,s}}(t) = C_A^{\text{verre,s}}(t=0) = C_0 \tag{3.11}$$

Les équations (3.10) et (3.11) permettent alors d'exprimer la concentration normalisée en surface c_s comme :

$$c_s = \frac{C_B^{\text{verre,s}}}{C_0} = \frac{C_B^{\text{verre,s}}}{C_B^{\text{verre,s}} + C_A^{\text{verre,s}}} = \frac{Kx_B}{1 + x_B(K-1)} \tag{3.12}$$

où $x_B = C_B^{sel} / (C_A^{sel} + C_B^{sel})$ est la fraction molaire du bain en ions B^+. La figure 3-4 montre l'évolution de la concentration normalisée en fonction de la fraction molaire lorsque la constante d'équilibre vaut 65 ± 13. Cette valeur a été mesurée dans le verre GO14 à une température de 330°C [103]. La courbe sature à $c_s = 1$ lorsque la fraction molaire est suffisante pour que l'ensemble des sites disponibles dans le verre soient occupés par des ions argent. Dans le cas du verre GO14 échangé à 330 °C, cette saturation atteint 94 % de sa valeur maximale lorsque $x_B = 0{,}2$.

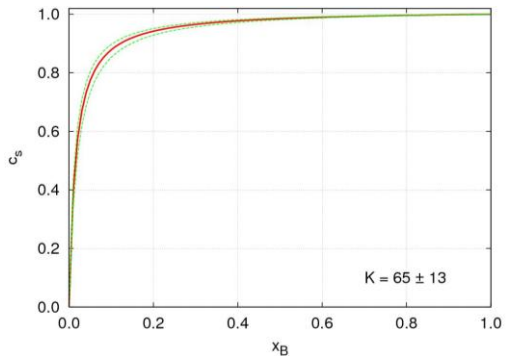


figure 3-4 : Concentration normalisée c_s à la surface du verre en fonction de la fraction molaire x_B des ions Argent présent dans un bain de nitrate de sodium et d'argent.

Des échanges à cette concentration permettent de diminuer le risque de formation d'argent métallique à la surface du verre et de réduire les coûts de fabrication tout en maximisant la variation d'indice.

3.2.2.3. Interdiffusion des ions dans le verre

Tant que la source en ions dopant peut être considérée comme infinie, l'équilibre à la surface est maintenu et la concentration normalisée c_s peut donc être considérée comme

constante tout au long de l'échange. La présence d'ions dopants à la surface entraîne un gradient de concentration et un courant de diffusion s'établit alors pour chacune des deux espèces. Si leurs diffusivités ne sont pas identiques, une zone de charge d'espace est créée dans le verre. Ainsi, un champ électrique interne $\boldsymbol{E}_{\mathbf{int}}$ s'établi et ralentit le procédé de diffusion.

La densité de courant ionique $\boldsymbol{J}$ est ainsi constituée d'un terme de diffusion, donné par la première loi de Fick et d'un terme de transport, fourni par la loi d'Ohm. Elle s'écrit donc pour chaque espèce :

$$\begin{cases} \boldsymbol{J}_{\mathbf{A}} = C_0 D_{\mathrm{A}} \mathbf{grad}\, c + C_0 \mu_{\mathrm{A}} (1-c)(\boldsymbol{E}_{\mathbf{int}} + \boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}}) \\ \boldsymbol{J}_{\mathbf{B}} = -C_0 D_{\mathrm{B}} \mathbf{grad}\, c + C_0 \mu_{\mathrm{B}} c (\boldsymbol{E}_{\mathbf{int}} + \boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}}) \end{cases} \tag{3.13}$$

où C_0 est donné par l'équation (3.11) et $\boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}}$ est le champ électrique externe appliqué aux bornes de l'échantillon. Les mobilités $\mu_{\mathrm{A,B}}$ peuvent être reliées aux diffusivités $D_{\mathrm{A,B}}$ grâce à la relation de Nernst-Einstein :

$$D_{\mathrm{A,B}} = H \frac{k_{\mathrm{B}} T}{\mathrm{q}} \mu_{\mathrm{A,B}} \tag{3.14}$$

où k_{B} est la constante de Boltzmann et q est la charge élémentaire. Cette relation est cependant corrigée par un facteur de proportionnalité $H < 1$, appelée coefficient de Haven, car le mécanisme de diffusion dans le verre se fait par l'intermédiaire de sites vacants et non par sites interstitiels, comme dans le cas d'un cristal [104, 105].

En l'absence de champ électrique externe, le flux total d'ions ($\boldsymbol{J}_{\mathbf{B}} + \boldsymbol{J}_{\mathbf{A}}$) est nul. Le champ électrique interne est alors déduit des relations (3.13) et (3.14) :

$$\boldsymbol{E}_{\mathbf{int}} = \frac{H k_{\mathrm{B}} T}{q} \frac{\alpha_{\mathrm{st}}}{\alpha_{\mathrm{st}} c - 1} \mathbf{grad}\, c \tag{3.15}$$

où $\alpha_{\mathrm{st}} = 1 - D_{\mathrm{B}} / D_{\mathrm{A}}$ est appelé le coefficient de Steward.

La loi conservation de la masse permet de relier la variation des concentrations des ions au cours de temps à leurs flux. Elle est donnée par la seconde loi de Fick :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial C_{\mathrm{A}}}{\partial t} = -div\, \boldsymbol{J}_{\mathbf{A}} \Leftrightarrow \dfrac{\partial c}{\partial t} = \dfrac{div \boldsymbol{J}_{\mathbf{A}}}{C_0} \\ \dfrac{\partial C_{\mathrm{B}}}{\partial t} = -div\, \boldsymbol{J}_{\mathbf{B}} \Leftrightarrow \dfrac{\partial c}{\partial t} = -\dfrac{div \boldsymbol{J}_{\mathbf{B}}}{C_0} \end{cases} \tag{3.16}$$

En utilisant les équations (3.16), (3.15) et (3.13), on obtient l'équation d'interdiffusion :

$$\boxed{\frac{\partial c}{\partial t} = div\left(D\,\mathbf{grad}\,c - \frac{q}{Hk_{\mathrm{B}}T} D_{\mathrm{B}} c \boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}} \right)} \qquad (3.17)$$

où $\tilde{D} = \dfrac{D_{\mathrm{B}}}{1 - \alpha_{\mathrm{st}} \mathrm{c}}$ est le coefficient d'interdiffusion.

Cependant, les diffusivités D_{A} et D_{B} dépendent de la concentration, c'est l'effet dit « d'alcalins mixtes ». Dans le verre silicate employé, cet effet est décrit par Lupascu et al. [106], qui l'ont modélisé par une dépendance exponentielle des coefficients de diffusion selon les relations :

$$\begin{cases} D_{\mathrm{B}}(c) = D_0 \exp\left(Bc^2\right) \\ D_{\mathrm{A}}(c) = D_1 \exp\left[A(1-c)^2\right] \end{cases} \qquad (3.18)$$

où A et B sont des constantes sans dimension. Elles ont été déterminées expérimentalement dans le verre GO14 et valent : A =0,1 ± 0,1 et B = 2,4 ± 0,8 [103].

Dans le cas d'un échange sous champ, l'expression du champ électrique externe $\boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}}$ peut être obtenue à partir du système (3.16), qui implique que la divergence du flux ionique total est nulle. En utilisant le système (3.13), l'évolution du champ électrique dans le verre est régie par l'équation :

$$\boxed{\mathrm{div}\left[D_{\mathrm{A}} \left(1 - \alpha_{\mathrm{st}} c\right) \boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}} \right] = 0} \qquad (3.19)$$

Les relations (3.17) et (3.19) forment un système d'équations différentielles non linéaires couplées. Sa résolution nécessite donc l'emploi de méthodes numériques.

3.2.2.4. Résolution numérique

Le programme de simulation développé au laboratoire IMEP-LaHC résout séparément le terme de diffusion et le terme de transport de l'équation (3.17). Une méthode numérique optimisée pour chacun des termes est ainsi employée [107]. La résolution de l'équation d'interdiffusion avec l'application d'un champ électrique externe non homogène n'est pas encore implémentée. Cette résolution est en développement au laboratoire mais n'entre pas dans le cadre des travaux de cette thèse.

Dans le cas d'un échange assisté par champ électrique, les potentiels imposés de chaque côté de la plaquette sont alors supposés homogènes sur toute la surface du verre. Le champ

électrique possède donc une unique composante dans la direction normale à cette surface, dont la valeur est égale à la différence de potentiel divisée par l'épaisseur du verre.

3.2.3. Guides d'ondes réalisés par échange d'ions

Le procédé d'échange d'ions dans le verre employé à l'IMEP-LaHC est associé à des techniques de masquage issues de la microélectronique. Les étapes de réalisation employées sont schématisées sur la figure 3-5.

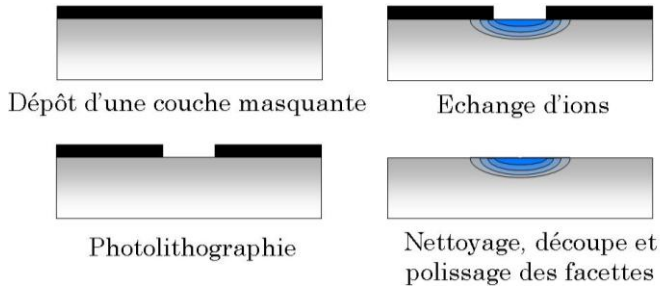


figure 3-5 : Etapes de fabrication d'un guide d'onde par échange d'ions.

Après une étape de nettoyage de la surface, une couche imperméable à l'échange d'ions est déposée. Des motifs y sont ensuite définis par photolithographie. L'échange d'ions n'a ainsi lieu qu'au niveau des zones du masque qui sont ouvertes. L'indice de réfraction est localement augmenté, créant ainsi des guides d'ondes. Le substrat est ensuite nettoyé et ses facettes d'entrée et de sortie sont découpées puis polies.

La technique de l'échange d'ions permet de créer trois géométries de guides d'ondes différentes.

3.2.3.1. Guides d'ondes réalisés par échange d'ions thermique

Les guides d'ondes de surface peuvent être obtenus par diffusion thermique à travers l'ouverture dans la couche masquante, comme illustré sur la figure 3-5. Un exemple de carte d'indice obtenue en résolvant l'équation d'interdiffusion (3.17) (avec $E_{ext} = 0$) et en utilisant la relation (3.9) est présenté sur la figure 3-6 (a). Cette répartition d'indice a été obtenue pour un échange d'ions d'une durée $t = 4$ min à une température $T = 330$ °C à travers une ouverture $w = 2$ µm et pour $c_s = 1$.

Les guides d'ondes ainsi obtenus présentent un profil à gradient d'indice. La diffusion entraine les ions dans le verre à une profondeur dont la grandeur caractéristique est généralement donnée par $2\sqrt{D_B t}$ et qui vaut ici 1,2 µm. Cette diffusion, isotrope, se produit

également sous le masque sur une distance du même ordre de grandeur. Le guide ainsi réalisé est donc plus large que la fenêtre de diffusion.

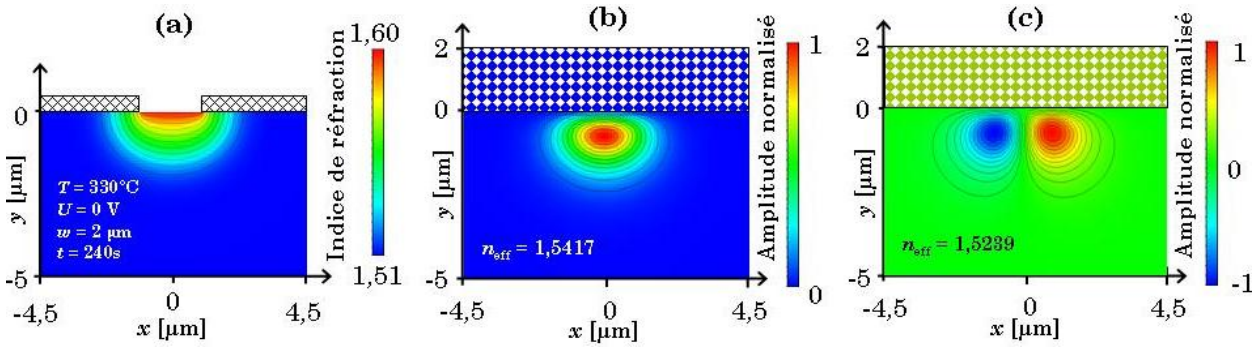


figure 3-6 : Exemple de simulation de la structure d'indice de réfraction d'un guide thermique **(a)**, et de ses deux modes guidés **(b, c)** supportés à la longueur d'onde de 980 nm.

Les figures (b) et (c) montre les deux modes guidés à $\lambda = 980$ nm dans cette structure. Ils ont été calculés en ajoutant une couche d'air de 2 µm d'épaisseur en surface du verre puis en résolvant l'équation d'onde scalaire (3.7).

Les maximas d'amplitude des deux modes guidés sont situés à une profondeur de (0,65 ± 0,05) µm. Les modes guidés obtenus sont donc proches de la surface. Ils peuvent ainsi interagir avec le superstrat, ce qui peut être un avantage pour la réalisation de structures avec des couches actives [108] ou passives [109] reportées en surface supérieure. Cette interaction peut en revanche être une cause de pertes dans le cas où la surface du verre est rugueuse ou contaminée.

3.2.3.2. Guides d'ondes enterrés

Les guides d'ondes peuvent être enterrés dans le volume du verre selon le principe schématisé sur la figure 3-7.

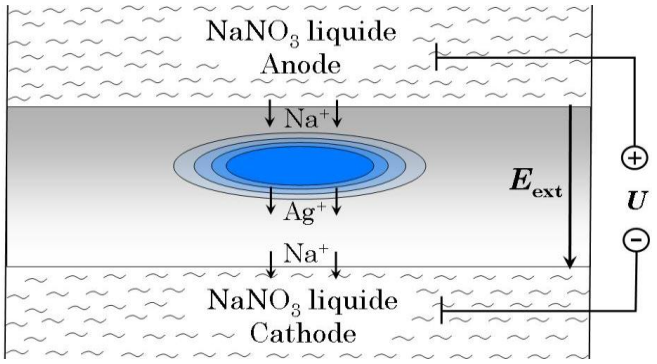


figure 3-7 : Principe de l'enterrage d'un guide d'onde.

Une plaquette contenant des guides de surface est plongée entre deux bains de sel contenant des ions sodium. Un champ électrique est appliqué aux bornes de l'échantillon et un courant ionique s'établit à travers la plaquette. Les ions argent du guide migrent alors vers l'intérieur du verre. En surface supérieure, les ions sodium du bain remplacent les ions argent et reconstituent le verre d'origine.

Ce procédé est réalisé à une température plus basse que celle du premier échange afin de limiter la rediffusion thermique des ions argent lors de l'enterrage. La température d'enterrage usuelle à l'IMEP-LaHC est de 260 °C. La figure 3-8 (a) montre ainsi les résultats de simulation obtenus pour l'enterrage du guide de surface présenté au paragraphe précédent. L'enterrage a été simulé pour une durée d'une heure à 260°C et sous un champ de 0,1 V / µm. L'épaisseur du verre étant de 1,5 mm, la différence de potentiel correspondante vaut 150 V.

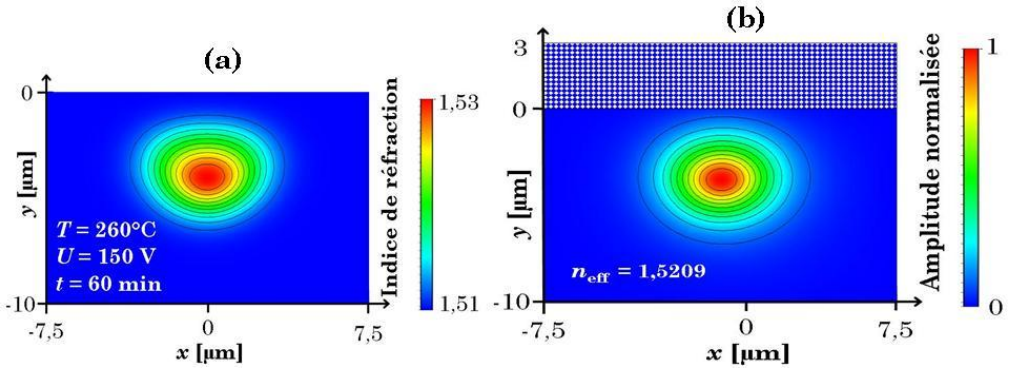


figure 3-8 : Simulation de la carte d'indice **(a)** et du seul mode guidé **(b)** d'un guide d'onde enterré pendant une heure à 260°C sous un champ de 0,1 V / µm.

Malgré la température d'échange plus faible, le guide s'est élargi et possède une forme quasi-circulaire sous l'effet de la diffusion isotrope. L'indice de réfraction maximal a ainsi fortement diminué, passant de 1,60 à 1,53. Le contraste d'indice est donc plus faible. Le guide enterré ne supporte plus qu'un seul mode guidé peu confiné, dont la répartition et l'indice effectif sont donnés sur la figure 3-8 (b). La position du maximum de ce mode est située à (3,95 ± 0,05) µm sous la surface du verre.

Cette technologie permet d'obtenir des modes guidés qui n'interagissent pas avec la surface du verre, diminuant ainsi les pertes dues à celle-ci. Par ailleurs, les modes guidés possèdent une forme quasiment circulaire avec des largeurs de profils à 1 / e de l'ordre de 4 µm. Cette répartition en amplitude est très proche de celle des fibres optiques monomodes et le couplage en bout avec les fibres optiques est donc très efficace.

3.2.3.3. Guides réalisés par échange sous champ

Des guides d'ondes de surface peuvent également être réalisés avec un processus de diffusion thermique assisté par un champ électrique. Le principe de fabrication est montré sur la figure 3-9.

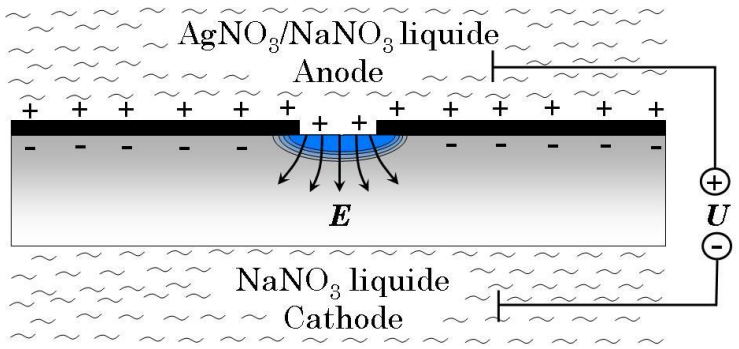


figure 3-9 : Principe de l'échange d'ions assisté par champ électrique ou échange sous champ.

Un substrat de verre lithographié est placé entre deux bains de sels fondus, l'un contenant des ions argent, l'autre des ions sodium uniquement. Une différence de potentiel est imposée entre les deux faces de plaquette. Seules les zones où le masque est ouvert possèdent un champ électrique non nul car celui-ci est écranté aux endroits où la couche masquante est présente. Si ce masque ne possède pas de charges libres à cette température, une zone de charge d'espace se créée à l'intérieur du verre. En effet, les cations mobiles du verre qui ont quitté cette zone, laissent derrière eux des charges négatives qui compensent celles, positives, situées de l'autre côté du masque.

Ce type d'échange d'ions n'ayant pas été développé au laboratoire avant ce travail, les outils numériques disponibles ne permettent pas de simuler la dépendance spatiale du champ électrique, donnée par l'équation (3.19). On peut cependant modéliser le cas des guides d'ondes plans réalisés selon ce procédé. Comme pour l'enterrage de guides d'ondes, on suppose un champ électrique possédant une unique composante verticale dont la valeur vaut U / e, où e = 1,5 mm est l'épaisseur de la plaquette. La figure 3-10 montre en noir le profil d'indice d'un guide plan obtenu lors d'un échange sous champ, réalisé pendant 2 min à 330° C sous une différence de potentiel de 150 V (E = 0,1 V / µm).

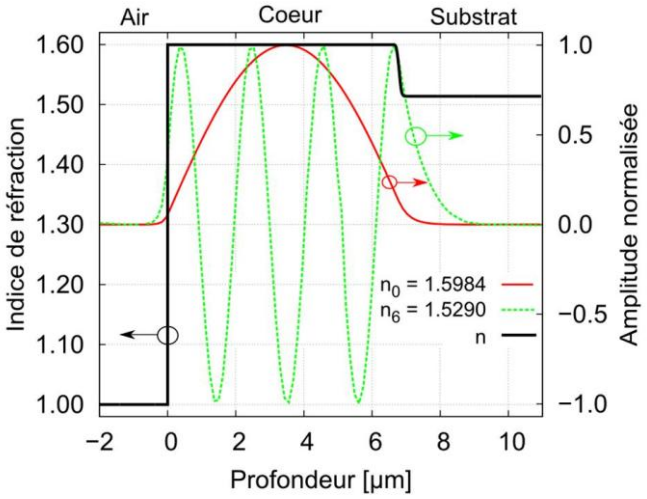


figure 3-10 : Exemple de simulation du profil d'indice d'un guide plan réalisé par échange sous champ, de son mode fondamental et de son mode guidé d'ordre le plus élevé.

Contrairement au cas des guides d'ondes thermiques, le profil d'indice présente un saut marqué au sein du verre. La profondeur pour laquelle ce saut intervient vaut $d = \mu_B E_{ext} t = 6{,}7$ µm. On peut donc modéliser cette structure par un guide plan asymétrique à saut d'indice dont la largeur du cœur vaut 6,7 µm et dont l'indice vaut $n_c = 1{,}60$. On trouve alors sept modes guidés. Les formes et les indices effectifs du mode fondamental (en trait plein) et du mode d'ordre le plus élevé (en pointillé) sont représentés sur la figure 3-10.

Cette variation brusque du profil d'indice dans le verre peut être expliquée par l'influence de l'effet d'alcalin-mixte [110]. La figure 3-11 illustre le rôle primordial de cet effet dans le cas de l'échange sous champ. Elle compare les profils d'indice obtenus lorsque l'effet d'alcalin-mixte est pris ou non en compte.

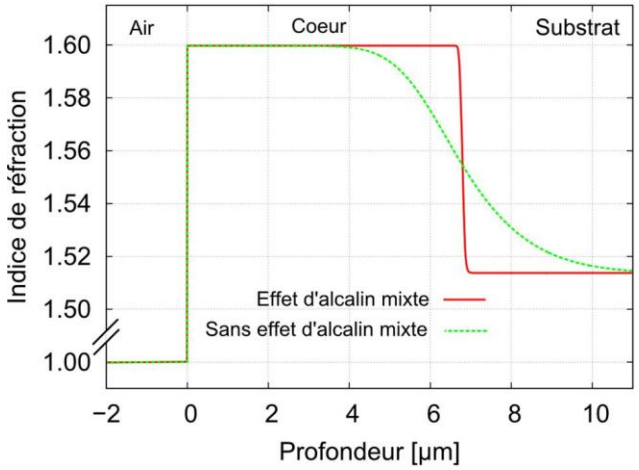


figure 3-11 : Influence de l'effet d'alcalin mixte sur le profil d'indice de réfraction. Les simulations ont été réalisées à 330°C pendant 2 min sous un champ électrique de 0,1 V /µm.

L'effet d'alcalin-mixte traduit le fait que les diffusivités (et donc les mobilités) des ions dépendent de leur environnement. Dans le GO14, ces dépendances sont régies par des exponentielles de leur concentration normalisée (voir les équations (3.18)). Les ions argent situés dans une zone saturée du verre ($c = 1$) possède ainsi une mobilité près de 11 fois plus élevée que celle des ions situés dans des zones où leur concentration est faible. Au début de l'échange d'ions, une zone saturée est créée à la surface du verre. Les ions qui s'éloignent de cette zone par diffusion thermique voient leur diffusivité chuter fortement. Les ions de la zone saturée, poussés par le champ électrique, forment donc un front qui avance dans le substrat au cours de l'échange et le profil d'indice présente ainsi un saut d'indice marqué.

3.3. Dimensionnement du convertisseur

L'échange d'ions dans le verre GO14 permet donc selon les besoins de créer des profils d'indice de réfraction à gradient ou à quasi-saut d'indice. C'est cette souplesse qui a été exploitée pour réaliser le convertisseur modal.

3.3.1. Caractéristiques souhaitées

Le rôle du convertisseur modal, dont la vue du dessus est rappelée sur la figure 3-12 (a), est de coupler sans optique de volume le maximum de puissance émise par la diode laser multimode sur le mode fondamental guidé à la sortie du convertisseur.

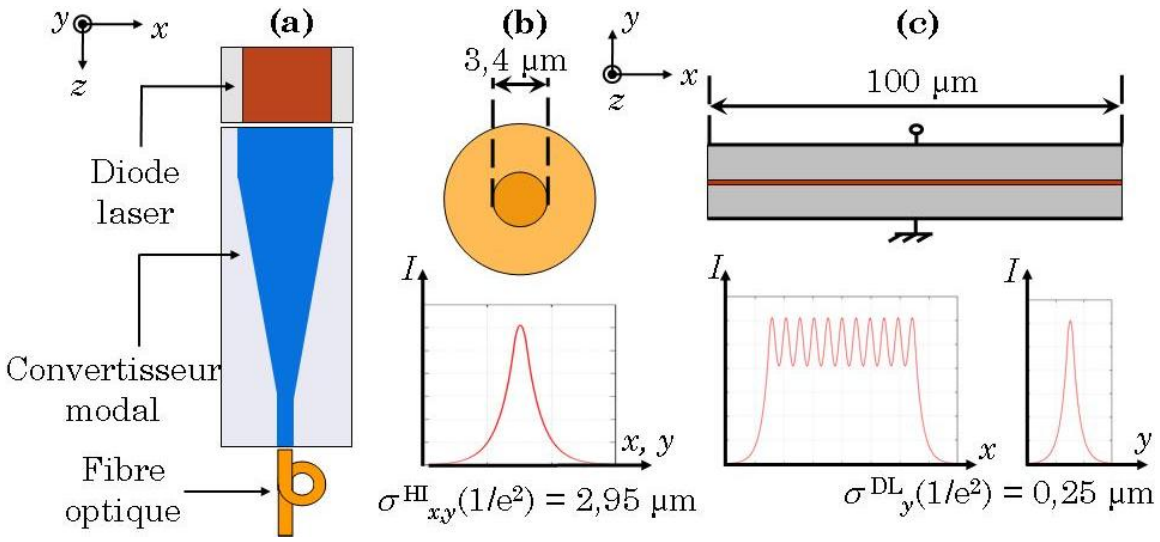


figure 3-12 : Vue du dessus du dispositif à réaliser **(a)**, coupe et profils de l'intensité en sortie d'une fibre optique HI 1060 **(b)** et d'une diode laser dont le ruban est large de 100 µm **(c)**.

La sortie doit de plus présenter une efficacité de couplage en bout élevée avec une fibre optique monomode, dont la coupe et le profil d'intensité sont schématisés sur la figure 3-12 (b).

Le mode guidé d'une fibre optique monomode est de forme circulaire et la demi-largeur à $1 / e^2$ de son profil d'intensité vaut, pour la fibre HI 1060, $\sigma_y^{HI} = 2{,}95$ µm à la longueur d'onde de 980 nm [111]. Ces caractéristiques diffèrent fortement de celles d'une diode laser à ruban, dont la coupe et les profils d'intensité sont représentés sur la figure 3-12 (c). Dans la direction de son axe rapide, la diode laser présente en effet un saut d'indice marqué, ce qui implique une taille de mode réduite. Si on suppose dans cette direction un saut d'indice de 0,2 [112] et une épaisseur du cœur de 300 nm [113, 114], la largeur à 1 / e du profil d'amplitude du mode de la diode vaut : $2 \times \sigma^{DL}_y = 0{,}50$ µm à $\lambda = 980$ nm. Selon l'axe lent, la diode est en revanche fortement multimode, comme le schématise la figure 3-12 (c).

Le convertisseur modal doit donc respecter des contraintes différentes dans les directions horizontale et verticale.

- Le confinement horizontal doit imposer une transition entre le ruban large de 100 µm de la diode laser et le cœur étroit de quelques µm de la fibre en conservant la puissance supportée par le mode fondamental. Le confinement horizontal peut ainsi être adapté grâce à un épanouisseur qui possède un guide d'entrée large de 100 µm et un guide de sortie large de quelques microns. Cette transition doit être suffisamment douce pour ne pas occasionner de pertes sur le mode fondamental.
- Tout au long de la propagation, le convertisseur doit être monomode dans la direction verticale. Cependant, les conditions de confinement vertical doivent varier progressivement afin d'obtenir un guide d'onde à la fois compatible avec la diode laser d'un côté et avec la fibre optique de l'autre. Cette compatibilité est quantifiée par le coefficient de couplage, qui correspond au recouvrement entre les modes guidés des deux structures. Dans notre cas, l'expression normalisée de ce coefficient de couplage dans la direction verticale, où les guides sont monomodes, est donnée par :

$$\alpha_c^{(HI)} = \max_{\Delta y} \left\{ \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(y)\, \psi^{DL(HI)}(y + \Delta y)\, dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(y)|^2 dy \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi^{DL(HI)}(y)|^2 dy} \right\} \qquad (3.20)$$

où α_c est le coefficient de couplage vertical entre la diode et le guide d'entrée du convertisseur, α_c^{HI} est celui entre la fibre et le guide de sortie, Δy est le décalage vertical introduit entre les modes et ψ, ψ^{DL}, ψ^{HI} représentent respectivement les variations verticales de l'amplitude des modes guidés dans le convertisseur, dans la diode laser et dans la fibre optique.

3.3.2. Confinement vertical

La contrainte de mono-modicité dans la direction verticale est la plus contraignante et c'est donc celle-ci qui a été tout d'abord étudiée. Il s'agit dans un premier temps de déterminer quel type d'échange d'ions permet d'optimiser les couplages verticaux aux deux extrémités du convertisseur.

Le couplage en bout avec la diode laser implique de dimensionner un guide d'onde d'entrée à fort contraste d'indice, ce qui exclu l'utilisation de guides d'ondes enterrés. Le cas des guides d'ondes thermiques en surface a ainsi été envisagé en premier lieu.

3.3.2.1. Cas d'un échange d'ions thermique

La figure 3-13 présente l'évolution de la taille et de l'indice effectif du mode fondamental d'un guide d'onde réalisé par échange d'ions thermique en fonction de sa taille caractéristique $2\sqrt{D_B t}$.

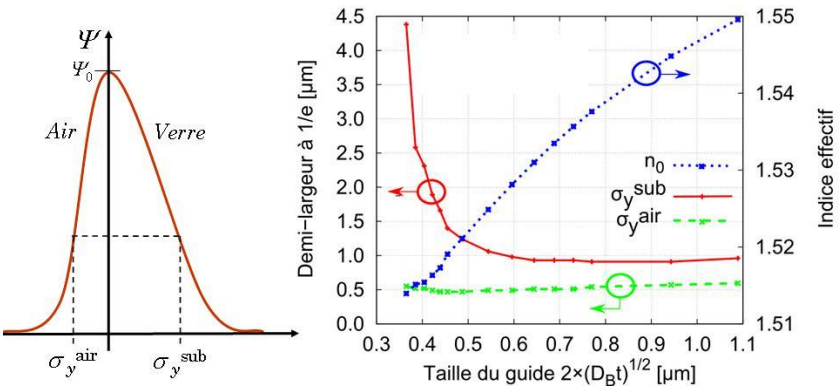


figure 3-13 : Profil typique d'un mode guidé et évolutions de l'indice effectif ainsi que de la taille verticale du mode fondamental en fonction de la taille caractéristique du guide.

Comme illustré sur la partie gauche de la figure, l'asymétrie verticale de l'indice implique une demi-largeur de mode plus faible du côté de l'air que du côté du substrat. En supposant que la forme des champs peut être décrite par une gaussienne, le profil vertical du mode fondamental supporté par le guide d'onde est donné par :

$$\psi(y) = \begin{cases} \psi_0 \exp\left[-\left(y/\sigma_y^{\text{air}}\right)^2\right] \text{ pour } y > 0 \\ \psi_0 \exp\left[-\left(y/\sigma_y^{\text{sub}}\right)^2\right] \text{ pour } y < 0 \end{cases} \quad (3.21)$$

où Ψ_0 est l'amplitude maximale du mode fondamental.

Les guides d'ondes en surface possèdent une demi-largeur du côté de l'air (courbe en pointillée) qui est sensiblement constante et qui vaut $\sigma_y^{\text{air}} = 0{,}5$ µm et la demi-largeur minimale accessible du côté du substrat vaut $\sigma_y^{\text{sub}} = (0{,}94 \pm 0{,}04)$ µm. Comme ces valeurs sont supérieures à la largeur du mode de la diode laser ($2 \times \sigma_y^{\text{DL}} = 0{,}5$ µm), le guide d'entrée doit être dimensionné pour supporter un mode dont la taille est la plus faible possible afin de maximiser le couplage en bout avec la diode laser.

En supposant que la forme du mode guidé dans la diode laser peut être modélisée par une gaussienne, le coefficient de couplage maximal entre la diode laser et un guide réalisé par échange d'ions vaut ainsi : $\alpha_c^{\max} = (0{,}62 \pm 0{,}03)$, en tenant compte des incertitudes de 0,04 µm sur chacune des demi-largeurs du mode du guide sur verre. Cette valeur est celle maximale qu'on peut espérer car le calcul ne prend pas en compte le défaut de recouvrement horizontal ni le défaut de planéité de front d'onde du champ de la diode laser [115, 116].

Le coefficient de couplage entre un guide d'onde réalisé par un échange d'ions thermique et la diode laser est donc inférieur à 60 %. De plus, la taille verticale du mode guidé dans le convertisseur est bien plus petite que celle du mode supporté par la fibre HI 1060. Le coefficient de couplage avec celle-ci atteint alors seulement : $\alpha_c^{\text{HI}} = (0{,}46 \pm 0{,}03)$. Ces valeurs théoriques sont trop faibles pour espérer obtenir une puissance suffisante en sortie du convertisseur.

Le coefficient de couplage avec la diode laser peut être augmenté en utilisant l'échange d'ions assisté par champ électrique. La partie 3.2.3 a en effet montré que les guides d'ondes ainsi réalisés présentent un profil à saut d'indice marqué dans la direction verticale. Le contraste d'indice maximal est donc atteint dans tout le guide, ce qui peut permettre de confiner plus fortement les champs et donc d'augmenter le coefficient de couplage avec la diode laser. Cependant, l'efficacité de couplage avec la fibre de récupération est alors amoindrie.

Afin de s'adapter aux différences de confinement, l'idéal est donc de réaliser le guide d'entrée grâce à un échange d'ions assisté par champ électrique et le guide de sortie grâce à un échange purement thermique.

3.3.2.2. Cas d'un échange d'ions sélectivement assisté par champ électrique

Les travaux menés au laboratoire sur l'enterrage sélectif de guides d'ondes ont montré qu'il est possible d'écranter localement le champ électrique lors d'un échange d'ions [14, 117]. La figure 3-14 montre le principe de cette technique appliqué au cas de l'échange d'ions assisté par champ électrique.

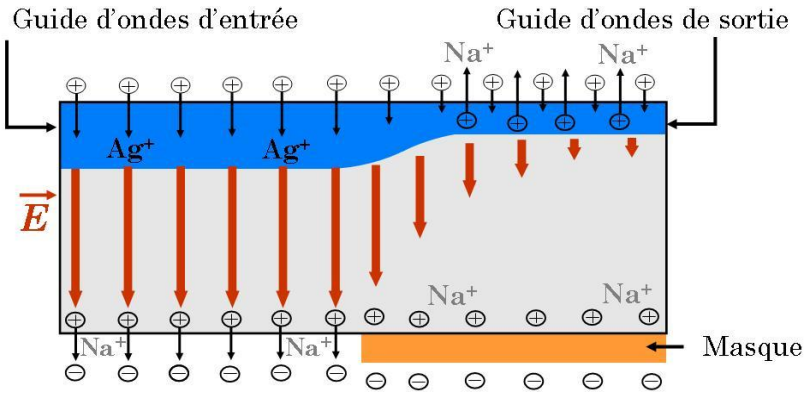


figure 3-14 : Principe de l'échange sous champ masqué.

Le masque en face arrière empêche le passage des ions. Les cations mobiles du verre y créent donc une zone chargée positivement qui compense les charges négatives apportées par l'électrode du bain inférieur. La figure 3-15 montre l'évolution du champ électrique autour du bord du masque placé en $z = 10$ mm. Cette répartition a été obtenue en résolvant l'équation de Laplace $\Delta V = 0$ selon la méthode de Green implémentée par Guy Vitrant avec les conditions aux limites $V(z < 10\text{ mm}) = V_0$ et $\mathrm{d}V / \mathrm{d}y\ (z > 10\text{ mm}) = 0$.

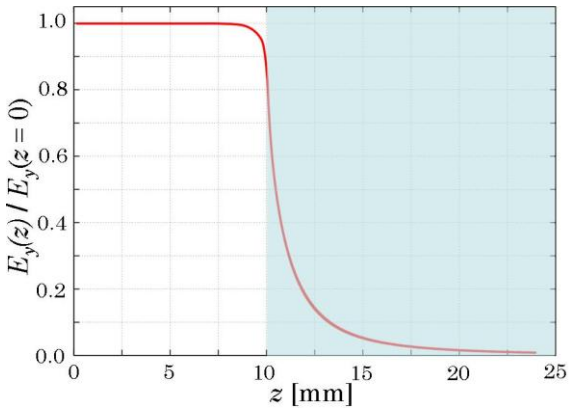


figure 3-15 : Evolution du champ électrique vertical pour la transition entre l'échange sous champ et l'échange thermique.

En $z = 20$ mm, à 10 mm du bord du masque, le champ vaut 1,5 % de la valeur maximale. Un échange d'ions thermique est donc ainsi obtenu à 1 cm du bord du masque. L'échange sous

champ masqué permet donc de réaliser à la fois un échange d'ions thermique et un échange sous champ en une seule étape.

On remarque que 90 % de la variation totale du champ électrique se fait en 5 mm. Comme la profondeur caractéristique d'un guide réalisé par un échange sous champ vaut $d = \mu_B E t$, la variation spatiale du champ E implique une variation de la profondeur qui peut être définie selon un angle local Θ_y, donné par :

$$\Theta_y(z) = \frac{\partial d}{\partial z} = \mu_B t \frac{\partial E}{\partial z} = d_0 \frac{\partial (E/E_0)}{\partial z} \tag{3.22}$$

où l'indice 0 représente la valeur du paramètre en $z = 0$.

Afin de ne pas occasionner des pertes sur le mode fondamental, l'angle Θ_y doit être suffisamment faible pour empêcher tout couplage du mode guidé sur les modes rayonnés. Cette adiabaticité peut être satisfaite si l'inégalité (3.23) est respectée [118] :

$$\tan\Theta_y(z) << \frac{d(z)}{\lambda_0}\left[n_{\text{eff}}(z) - n_{\text{eff}}^{\text{ray}}(z)\right] \tag{3.23}$$

où $n_{\text{eff}}(z)$ est l'indice effectif du mode guidé à la cote z et $n_{\text{eff}}^{\text{ray}}$ est l'indice effectif du mode rayonné sur lequel le couplage est le plus probable. Cette condition est plus contraignante lorsque la taille d du guide et la différence entre les indices effectifs sont faibles. Ainsi, cette condition est la plus contraignante au niveau du guide de sortie et l'inégalité devient alors :

$$\tan\Theta_y(z) << \frac{2\sqrt{D_B t}}{\lambda_0}\left(n_{\text{eff}}^{\text{GS}} - n_{\text{sub}}\right) = \Theta_c \tag{3.24}$$

où $n_{\text{eff}}^{\text{GS}}$ est l'indice effectif du guide de sortie. On considérera par la suite que ce critère est satisfait si l'angle maximal de la transition réalisée est inférieur ou égal à un dixième de la valeur critique Θ_c.

3.3.3. Principe du dimensionnement

En s'appuyant sur les critères présentés dans les parties 3.3.1 et 3.3.2, le convertisseur a été dimensionné en suivant le schéma logique présenté sur la figure 3-16.

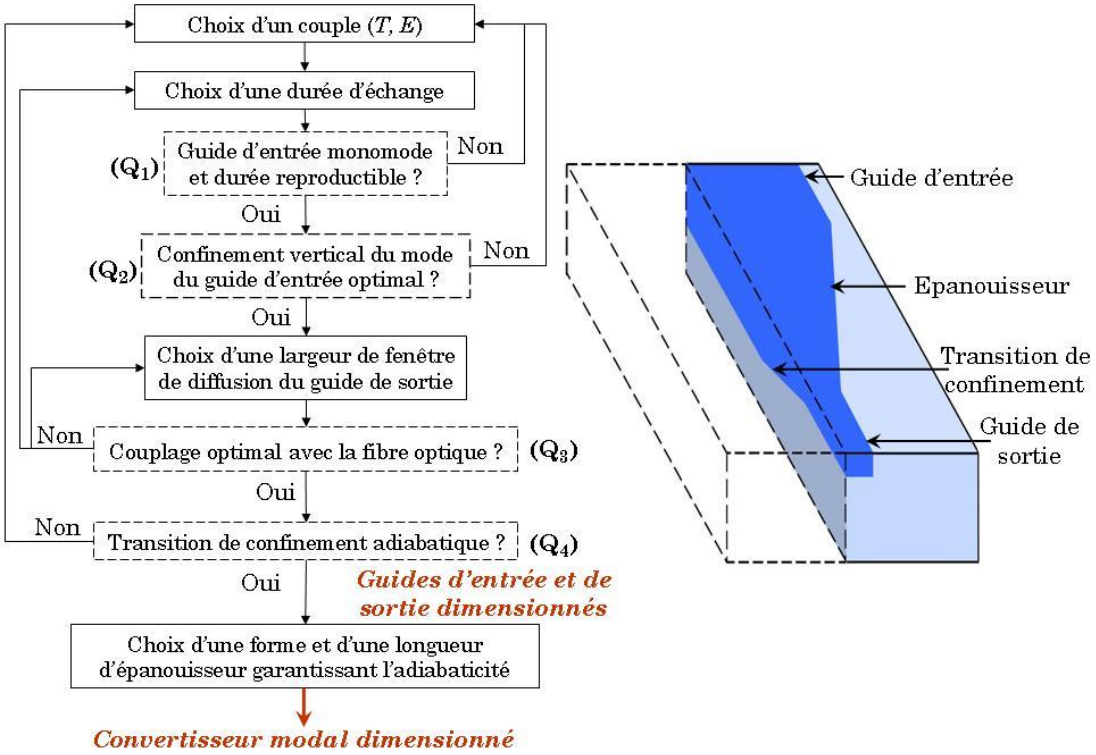


figure 3-16 : Principe du dimensionnement du convertisseur modal.

Une température et un champ électrique sont tout d'abord fixés. Une durée d'échange est ensuite choisie. Ces trois paramètres doivent imposer un guidage monomode en vertical. De plus, la durée d'échange doit être suffisamment longue pour garantir une reproductibilité du procédé de fabrication (question 1 : Q_1). Le mode guidé alors obtenu doit présenter le coefficient de couplage vertical le plus élevé possible avec la diode laser (Q_2). Pour cela, la compétition entre le phénomène de transport et le phénomène de diffusion et son influence sur la taille des modes guidés sera étudiée.

Ensuite, la largeur de la fenêtre de diffusion du guide de sortie est choisie afin d'optimiser le coefficient de couplage avec la fibre optique (Q_3). La durée d'échange peut alors être éventuellement légèrement modifiée afin d'obtenir un compromis sur les coefficients de couplage des deux extrémités du convertisseur.

Les guides d'entrée et de sortie du convertisseur étant alors fixés, on vérifie que la transition de confinement vertical réalisée par échange sous champ sélectif est bien adiabatique (voir l'équation (3.24)) (Q_4). Finalement, la dimension horizontale de la transition est dimensionnée en respectant le critère d'adiabaticité de Milton et Burns et les contraintes d'encombrement (voir la partie 2.5.3. du chapitre 2).

3.3.4. Dimensionnement des extrémités du convertisseur

3.3.2.1. Guide d'ondes d'entrée

Le guide d'entrée doit être monomode dans la direction verticale. Comme les guides réalisés par un échange sous champ possèdent un profil à quasi-saut d'indice, ils peuvent être décrits par l'équation de dispersion (3.5) où $d = \mu_B Et$ et $n_c = 1{,}60$. Pour que le guide soit monomode, il faut donc que son épaisseur soit comprise entre l'épaisseur de coupure du mode fondamental et celle du mode d'ordre 1, qui sont données par l'équation de dispersion. On trouve alors l'encadrement :

$$0{,}34\ \mu\text{m} < d < 0{,}83\ \mu\text{m} \tag{3.25}$$

Comme la profondeur du cœur vaut $d = \mu_B Et$, trois paramètres peuvent être adaptés pour respecter cette inégalité. On souhaite maintenir une durée d'échange supérieure à 2 min afin de garantir une reproductibilité du procédé de fabrication. Le champ électrique et la mobilité, via la température, doivent donc être adaptés. En effet, la diffusivité, et donc la mobilité, dépendent de la température selon une loi d'Arrhenius dont l'énergie d'activation vaut $E_a = 80{,}6$ kJ / mol [103]. Cette relation s'exprime comme :

$$D_B(c,T) = D_0 \exp(Bc^2) \exp\left(\frac{-E_a}{k_B \mathcal{N}_A T}\right) \tag{3.26}$$

où $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro et $D_0 = 8{,}4\times10^5\ \mu\text{m}^2$ / min.

Afin de choisir un couple de température et de tension, on s'appuie sur ceux utilisés lors des enterrages par champ électrique des guides d'ondes : une température de 270 °C et une tension de 0,6 V / µm. Cependant, avec ces deux paramètres, la durée d'échange pour laquelle le mode d'ordre 1 apparait vaut seulement 35 secondes. Si on garde la même température, un champ électrique de 0,1 V / µm permet d'augmenter la durée d'échange à partir de laquelle le mode d'ordre 1 est guidé à 3 min 30 s.

On doit alors déterminer si ces paramètres permettent d'obtenir une taille de mode optimale. En effet, si le champ électrique appliqué est trop faible pour permettre au phénomène de transport de dominer celui de diffusion, la taille du mode n'est pas minimisée et le coefficient de couplage avec la diode n'est pas maximisé.

Pour cela, l'évolution de la largeur du mode fondamental en fonction de la durée d'échange est étudiée pour différents champs électriques à la température de 270 °C. Les

largeurs minimales accessibles pour chacun des champs électriques, obtenues pour une durée d'échange précise, sont reportées sur la figure 3-17.

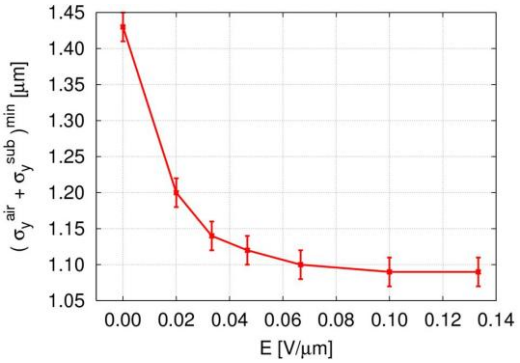


figure 3-17 : Taille minimale accessible pour le mode fondamental en fonction du champ électrique externe à une température de 270 °C.

La largeur du mode diminue d'abord très rapidement avec le champ électrique. On retrouve une taille $\sigma_y^{min} = (1{,}44 \pm 0{,}04)$ µm pour $E = 0$ (voir la figure 3-13). Lorsque $E > 0{,}06$ V / µm, la taille minimale ne varie plus et atteint $(1{,}09 \pm 0{,}04)$ µm. La valeur de champ électrique de 0,06 V / µm peut être comprise en comparant l'énergie thermique, $(3/2) \times k_B T$, au travail $\mathcal{W}$ de la force de Lorentz, $(qE_{ext}) \times \mu_B E_{ext} t$, qui crée le courant ionique. A la durée d'échange pour laquelle la taille minimale est atteinte, le travail $\mathcal{W}$ est supérieur à l'énergie thermique lorsque $E \geq 0{,}06$ V / µm.

Dès que l'énergie apportée par le champ électrique est plus importante que l'énergie thermique, le transport domine la diffusion et des profils à quasi-saut d'indice sont réalisés. Le saut de ces profils ne varie alors plus avec le champ appliqué et la taille du mode ne diminue plus.

Pour atteindre la taille minimale du mode fondamental accessible dans le verre GO14 à la température de 270 °C, un champ électrique supérieur à $E = 0{,}06$ V / µm doit donc être appliqué. Un champ électrique de $E = 0{,}1$ V / µm est donc retenu pour l'étude afin de garantir une marge par rapport à cette valeur.

Avec ces paramètres, la taille minimale est atteinte pour une durée d'échange de 3 min 10 s. Les profils verticaux de l'indice de réfraction et du mode fondamental alors obtenues sont représentés sur la figure 3-18.

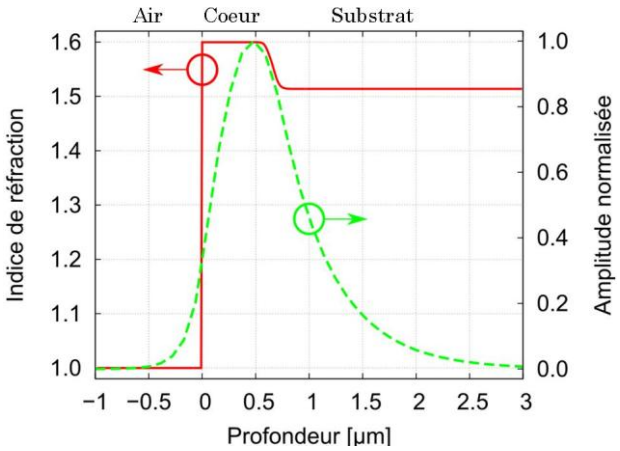


figure 3-18 : Profils d'indice de réfraction (en trait plein) et du mode fondamental (en pointillé) obtenus en simulant un échange réalisé à 270 °C sous un champ électrique de 0,1 V / µm pendant 3 min 10 s.

Les demi-largeurs à 1 / e de ce mode guidé valent du côté de l'air σ_y^{air} = (0,44 ± 0,02) µm et du côté du substrat σ_y^{air} = (0,65 ± 0,02) µm. Elles permettent de maximiser le couplage vertical en bout avec la diode laser et on obtient : α_c^{max} = (0,76 ± 0,02).

3.3.2.2. Guide d'ondes de sortie

On doit alors vérifier que les paramètres de température et de durée d'échange ainsi fixés sont compatibles avec les contraintes portant sur le guide de sortie. Celui-ci doit en effet supporter un unique mode guidé présentant un coefficient de couplage élevé avec le mode de la fibre optique.

La figure 3-19 schématise, à la température de 270 °C, l'évolution des largeurs horizontale σ_x et verticale (σ_y^{air} + σ_y^{sub}) en fonction de la durée de l'échange d'ions pour quatre largeurs de fenêtres de diffusion : w = {0,5 ; 1,0 ; 2,0 ; 4,0} µm.

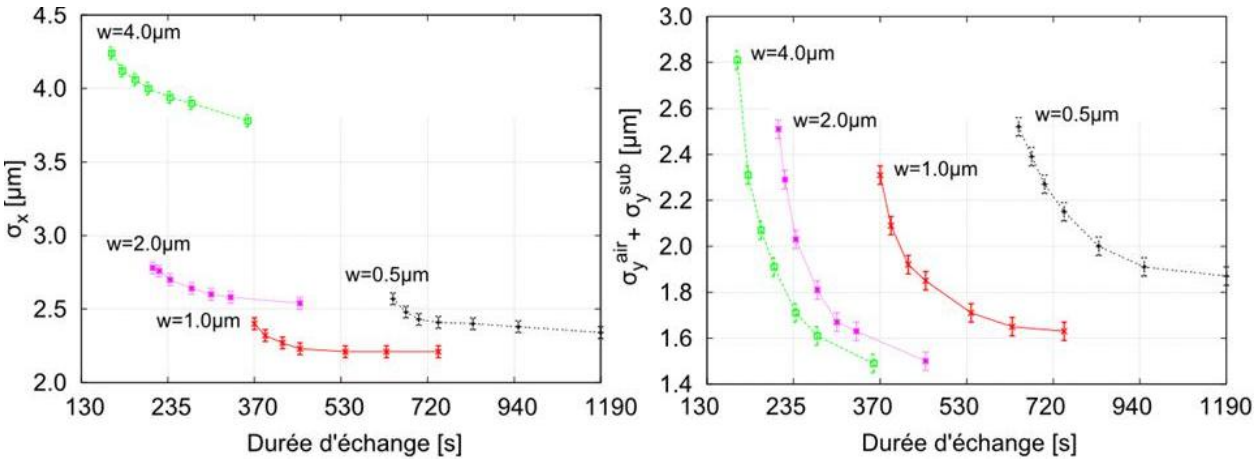


figure 3-19 : Evolutions des largeurs à 1 /e horizontales (à gauche) et verticales (à droite) en fonction de la durée d'échange à une température 270 °C pour quatre largeurs w de fenêtres de diffusion.

Pour la durée d'échange de 3 min 10 s, seule la fenêtre de largeur w = 4,0 µm permet d'obtenir un mode guidé. Cependant, le mode d'ordre 1 est en limite de guidage et il est préférable de travailler avec des largeurs plus étroites afin d'éviter l'apparition d'un mode secondaire dans la direction horizontale. Une augmentation de la durée d'échange à 4 min permet d'obtenir des conditions de guidage monomode pour des largeurs de fenêtre comprises entre 1,5 µm et 4,0 µm.

Bien que cette durée d'échange soit plus longue que celle dimensionnée pour le guide d'entrée, elle reste compatible avec le couplage en bout en la diode laser et le guide d'entrée. En effet, avec cette durée, le coefficient de couplage entre le guide d'onde d'entrée avec la diode laser vaut : α_c^{max} = (0,70 ± 0,02). L'efficacité a donc été diminuée de seulement 6 % par rapport au cas précédent.

Le coefficient de couplage obtenu entre ce guide d'onde de sortie et la fibre optique (HI 1060) est alors reporté dans le tableau 3-1 pour des largeurs de fenêtres garantissant un seul mode guidé. L'incertitude indiquée provient du pas spatial de 20 nm utilisé pour la simulation numérique.

w [µm]	1,5	2,0	3,0	4,0
α_c^{HI}	0,75 ± 0,09	0,68 ± 0,08	0,60 ± 0,07	0,58 ± 0,07

tableau 3-1 : Coefficients de couplage entre une fibre optique et le guide d'onde de sortie en fonction de la largeur de la fenêtre w.

Le coefficient de couplage α_c^{HI} décroit avec l'augmentation de la largeur de la fenêtre car la taille verticale du mode fondamental diminue et s'écarte de celle de la fibre optique. La largeur de fenêtre adaptée est ainsi celle où le mode est en limite de coupure et vaut w = 1,5 µm. Afin de garantir une tolérance sur les paramètres de fabrication, une marge est prise et la largeur de fenêtre choisie vaut w = 2,0 µm. Le mode ainsi obtenu présente une efficacité de couplage de 68% avec la fibre optique HI 1060.

3.3.5. Transitions

Les paramètres technologiques du guide d'entrée et du guide de sortie ayant été déterminés, il convient d'étudier si la transition de confinement vertical, liée à la réalisation d'un guide par échange sous champ sélectif, est adiabatique. Pour cela, les angles locaux Θ_y de cette transition sont calculés selon l'équation (3.22) et la valeur maximale est utilisée pour vérifier la condition d'adiabaticité, qui est donnée par l'inégalité (3.24).

Avec les paramètres fixés (T = 270 °C, E = 0,1 V / µm et t = 4 min), l'angle maximum de la transition de confinement vaut $\Theta_y^{max} = 0{,}015$. L'indice effectif du guide de sortie $n_{eff}^{GS} = 1{,}521$ et sa taille caractéristique $2\times(D_B t)^{1/2} = 0{,}49$ µm conduisent à un angle limite de 0,2 °. L'angle maximum de la transition est ainsi 10 fois plus faible que cet angle limite ; la transition verticale ainsi dimensionnée est donc suffisamment douce pour ne pas occasionner de pertes de fonction sur le mode guidé.

Celle-ci adapte dans la direction verticale la différence de confinement entre le mode fondamental de la diode et celui de la fibre. Mais le convertisseur modal doit également adapter la taille horizontale du mode fondamental de la diode laser à ruban large au mode guidé par la fibre. Cette transition est réalisée par un épanouisseur dont la largeur se réduit progressivement.

La réduction de la largeur du guide de l'épanouisseur doit être suffisamment douce afin de ne pas occasionner de pertes sur le mode fondamental. Comme vu précédemment, son demi-angle local θ doit respecter la condition de Milton et Burns, donnée par [97] :

$$\theta(z) < \frac{\lambda_0}{2n_0 w(z)} \tag{3.27}$$

où w est la largeur du guide d'onde. La partie la plus large de l'épanouisseur est celle où l'angle limite est le plus faible. Pour le guide d'onde d'entrée, où $n_0 = 1{,}551$ et $w(z) = W = 100$ µm, cet angle critique vaut $\theta_c = 0{,}18°$.

Si on suppose un épanouisseur dont la forme se rétrécit linéairement, la longueur minimale pour relier le guide d'entrée (W = 100 µm) au guide de sortie (w = 2 µm) est L_c^{epa} = 16 mm. Cette longueur est compatible avec celle de 20 mm imposée dans le chapitre 2. Afin de lisser les discontinuités aux jonctions avec les guides d'entrée et de sortie, des formes d'épanouisseurs exponentielles et paraboliques sont généralement envisagées. Dans le cas où l'épanouisseur est de forme parabolique, le produit $\theta(z) \times w(z)$ est constant. Cela permet de diminuer la taille critique de l'épanouisseur à L_c^{epa} = 5,1 mm en imposant un angle local égal à l'angle critique.

Ces formes d'épanouisseurs ont été inscrites dans un masque de lithographie. Les longueurs retenues pour ces épanouisseurs sont : {5,10,15,20,25} mm. Ce panel de longueur permet à la fois de respecter le critère d'adiabaticité pour les trois formes envisagées ainsi que

de valider le critère de Milton et Burns en étudiant l'évolution des pertes autour de la longueur critique L_c^{epa}.

3.3.6. Synthèse

Le tableau 3-2 résume les valeurs fixées par le dimensionnement ainsi que les coefficients de couplage attendus avec la diode laser et la fibre optique.

Paramètres de fabrication	Température	T = 270 C
	Champ électrique	E = 0,1 V / µm
	Durée	t = 4 min
	Fenêtre d'entrée	W = 100 µm
	Fenêtre de sortie	w = 2 µm
	Forme de l'épanouisseur	Linéaire, exponentielle, parabolique
	Longueur de l'épanouisseur	L_{epa} = {5, 10, 15, 20, 25} mm
Coefficients de couplage	Couplage avec diode laser	α_c^{max} = 0,70 ± 0,02
	Couplage avec fibre optique HI 1060	α_c^{HI} = 0,68 ± 0,08

tableau 3-2 : Synthèse du dimensionnement du convertisseur modal.

3.4. Fabrication et caractérisation du convertisseur

Le dimensionnement précédent a fixé les paramètres technologiques en vue de réaliser le convertisseur modal en une seule étape d'échange d'ions. Celle-ci fait appel à un échange sous champ sélectif. Les échanges ioniques assistés par champ électrique n'étant pas disponibles à l'IMEP-LaHC au début de l'étude, le développement de cette technologie pour la réalisation de guides d'ondes canaux est d'abord présenté dans cette partie. La fabrication puis les caractérisations optiques du convertisseur modal sont ensuite décrites.

3.4.1. Qualification de la technologie

Le montage utilisé pour l'échange d'ions assisté par champ électrique est le même que celui utilisé pour l'enterrage des guides d'ondes. Un substrat lithographié avec des fenêtres de largeurs comprises entre 0,5 µm et 10 µm est placé entre deux bains de sels de nitrate portés à T = 270°C. Une différence de potentiel de 150 V est appliquée pendant 4 min entre les deux

faces de l'échantillon. Pour cette première réalisation, aucun masque n'est déposé en face arrière afin d'étudier les pertes optiques dans des guides d'ondes réalisés sous champ.

3.4.1.1. Modes guidés

La première caractérisation consiste à étudier si des modes guidés sont présents en sortie des guides d'ondes. Pour cela, le banc de mesure dit de « champ proche », schématisé sur la figure 3-20, est utilisé.

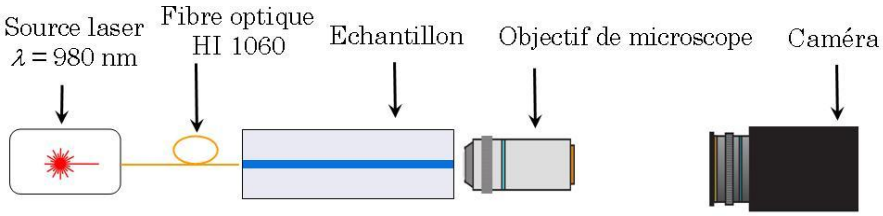


figure 3-20 : Banc de mesure de « champ proche ».

La lumière issue d'une diode laser émettant à $\lambda = 980$ nm est injectée dans le guide d'onde à caractériser à l'aide d'une fibre optique monomode placée devant l'entrée du guide grâce à un micro-positionneur. Le champ en sortie du guide d'onde est focalisé sur la dalle en InGaAs d'une caméra grâce à un objectif de microscope. Un traitement d'image permet ensuite de visualiser la répartition d'intensité en sortie du guide.

La caractérisation montre que les guides dont la largeur de la fenêtre de diffusion est comprise entre 0,5 µm et 3 µm sont monomodes. La figure 3-21 présente ainsi l'intensité obtenue en sortie d'un guide monomode de largeur w = 2 µm.

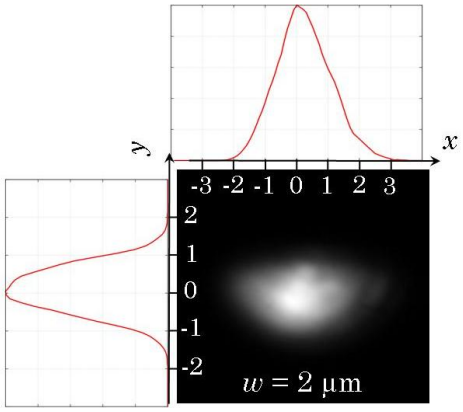


figure 3-21 : Intensité en sortie obtenue en champ proche d'un guide d'onde échangé sous champ de largeur w = 2 µm.

Avant de mesurer les tailles des champs, il convient de vérifier la validité de la mesure. Celle-ci peut en effet être faussée si l'ouverture numérique ou le pouvoir de résolution spatiale

de l'objectif sont trop faibles, et si la taille d'un pixel sur la caméra est trop grande vis-à-vis de la taille du champ.

A λ = 980 nm, l'objectif utilisé est caractérisé par une ouverture numérique de 0,65 et un pouvoir de résolution de 0,75 µm. La taille d'un pixel sur la caméra correspond à 0,1 µm. Dans le cas du mode présenté sur la figure 3-21, les largeurs à 1 / e² du profil d'intensité valent : $2 \times \sigma_x = (4{,}3 \pm 0{,}2)$ µm, $\sigma_y^{air} = (1{,}2 \pm 0{,}2)$ µm et $\sigma_y^{sub} = (1{,}2 \pm 0{,}2)$ µm. Le mode guidé semble ainsi symétrique dans la direction verticale y, bien que le saut d'indice entre le verre et l'air créé une répartition d'indice dissymétrique.

Les mesures de largeur modale dans la direction verticale sont donc trop proches de la limite de résolution de l'objectif de microscope pour être considérées comme exactes et donnent donc uniquement une borne supérieure pour les demi-largeurs : $(\sigma_y^{air}, \sigma_y^{sub}) < 1{,}4$ µm.

3.4.1.2. Pertes par propagation

Pour les guides d'ondes monomodes repérés par la méthode du champ proche, il convient ensuite de mesurer leurs pertes par propagation. Celles-ci peuvent être dues à la formation de précipités d'Argent à la surface des guides, à des rugosités de surface, ou à des défauts de fabrication ou aux pertes intrinsèques du matériau (< 0,1 dB / cm). Une méthode, dite des « quatre mesures », permet de dissocier les pertes par propagation des pertes par couplage. Les quatre bancs optiques permettant de réaliser ces mesures sont représentés sur la figure 3-22.

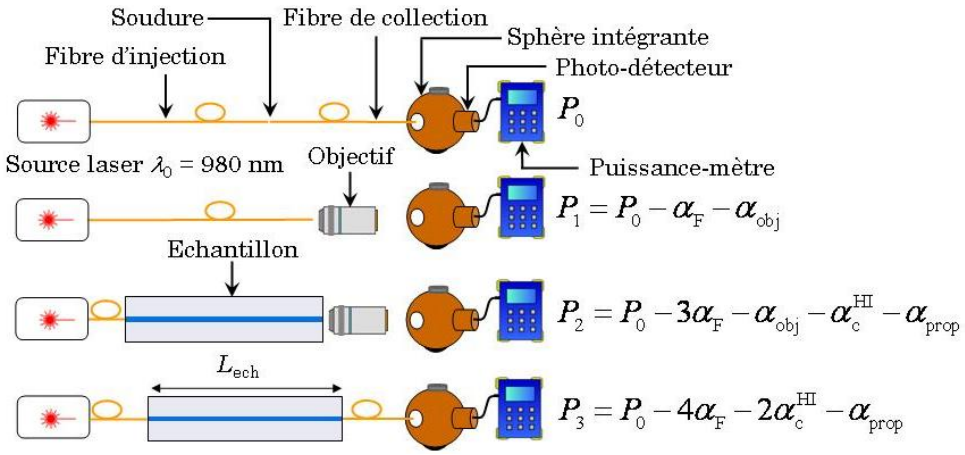


figure 3-22 : Méthode des quatre mesures permettant de caractériser les pertes d'un guide d'onde.

Connaissant les pertes α_F par réflexion de Fresnel sur les interfaces air / verre, ces quatre mesures permettent d'extraire : la puissance P_0 en sortie de la source, les pertes α_{obj} liées à l'objectif, les pertes par couplage en bout α_c^{HI} avec la fibre optique, et les pertes par

propagation α_{prop}. En utilisant les expressions en dBm des puissances P_i fournies par les mesures, on trouve : $\alpha_{prop} = P_3 - 2P_2 + 2P_1 - P_0$. En divisant ensuite la valeur obtenue par la longueur L_{ech} de l'échantillon on obtient le coefficient des pertes par unité de longueur.

Les puissances mesurées pour cet échantillon conduisent à des pertes par propagation de plus de 4 dB / cm. Cette valeur très élevée a été expliquée par une observation de la surface de l'échantillon, dont quatre photographies obtenues par microscope optique sont montrées sur la figure 3-23.

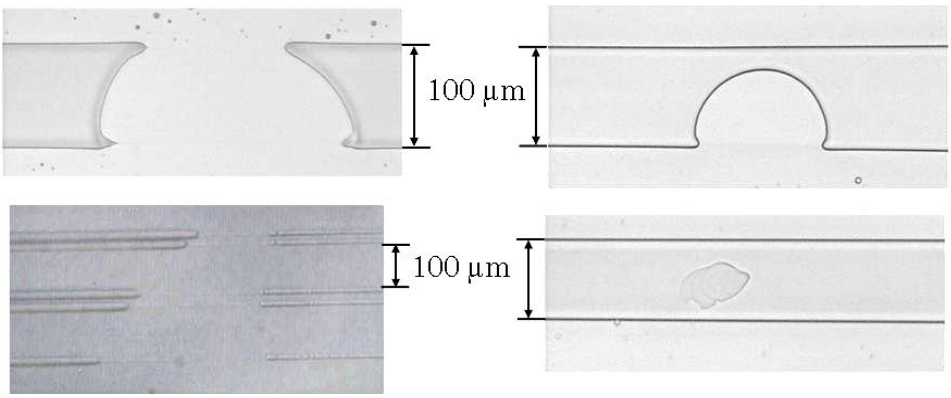


figure 3-23 : Effet des bulles présentes dans le bain inférieur.

Les guides d'ondes présentent des interruptions et des creux qui perturbent le guidage optique. Ces défauts sont attribués à la présence de bulles d'air et de bulles d'eau dans le bain de sel inférieur pendant l'échange. La surface utile étant orientée vers le bas, les bulles y adhèrent et elles empêchent localement l'échange d'ions. Les guides présentent ainsi des irrégularités qui sont des sources de pertes sur le mode guidé.

Pour vérifier cette hypothèse, un échange sous champ a été réalisé en inclinant une plaquette dans le bain de sel. En secouant le support de la bague qui maintient l'échantillon, les éventuelles bulles peuvent alors se décoller et glisser le long de l'échantillon. Les guides d'ondes ainsi réalisés ont présenté des pertes par propagation de 2,2 ± 0,4 dB /cm. Bien que ces pertes soient encore élevées, l'amélioration apportée a motivé des modifications du montage.

Ainsi, la plaquette de verre a été retournée pour faciliter le décrochement des bulles de la surface et une agitation motorisée des bains a été mise en place. Les pertes alors obtenues ont été de 1,1 ± 0,3 dB / cm. Cette valeur était encore trop importante. La visualisation de la surface des guides avant l'étape de retrait du masque de lithographie a permis de comprendre l'origine de ces pertes résiduelles. La figure 3-24 (a) est une photographie de la surface de la plaquette centrée sur un guide de largeur 100 µm.

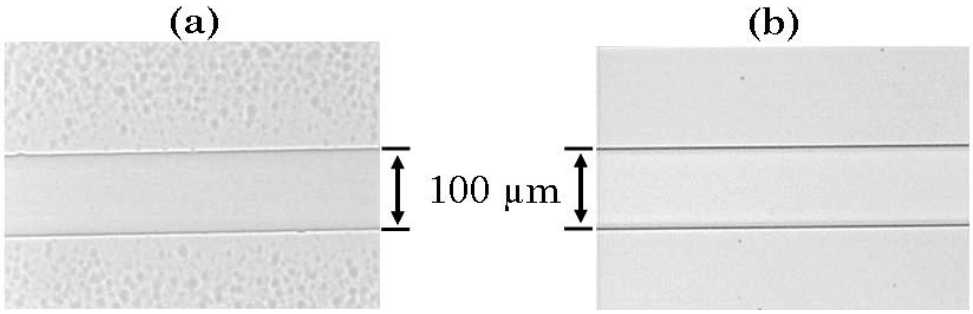


figure 3-24 : Etat du masque diélectrique après échange sous champ pour une épaisseur de 40 nm **(a)** et pour une épaisseur de 80 nm**(b)**.

Elle montre que le masque situé autour des guides d'ondes présente une rugosité anormale. L'hypothèse retenue est que le champ électrique appliqué a percé le masque diélectrique en de nombreux endroits. Des défauts sont créés sur les bords des guides d'ondes et sont responsables de pertes par propagation en excès.

Afin d'augmenter la tension de claquage du masque diélectrique, une couche possédant une épaisseur deux fois plus grande, de 80 nm, a alors été réalisé. La photographie de la figure 3-24 (b) montre la surface de l'échantillon après échange mais avant le retrait du masque. Le masque n'est pas dégradé, et les pertes par propagation alors mesurées ont atteint : $\alpha_{prop} = (0{,}3 \pm 0{,}2)$ dB / cm.

Le montage d'échange sous champ optimisé permet ainsi de réaliser des guides d'ondes à faibles pertes par propagation.

3.4.2. Transition échange sous champ / échange thermique

La même procédure de mesure du champ proche et des pertes a ensuite été appliquée à un guide étroit réalisé avec un échange sous champ sélectif. Le bord du masque en face arrière, définissant la transition de confinement, a été déposé perpendiculairement aux fenêtres de diffusion de manière à masquer la moitié de la plaquette. La même différence de potentiel a été appliquée et un courant deux fois plus faible que lors de l'échange sous champ en pleine plaque a été mesuré. Cela confirme que le masque en face arrière empêche bien le passage des ions.

L'intensité en sortie de chaque facette est visualisée grâce au banc de champ proche. Les deux extrémités du guide d'onde sont successivement éclairées avec une fibre optique monomode HI 1060. Les cartes d'intensités de l'extrémité opposée sont ainsi obtenues et sont présentées sur la figure 3-25.

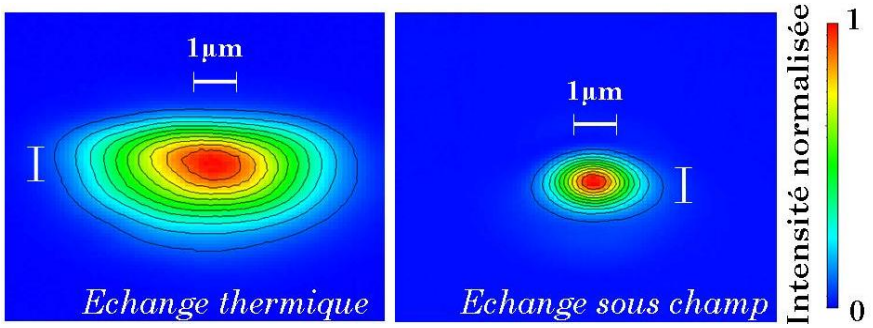


figure 3-25 : Champs proches d'un guide d'onde de largeur 2 µm. A gauche côté masqué, à droite côté échange sous champ.

Les guides d'ondes présentent tous deux une sortie monomode. Comme dans la mesure de champ proche précédente, les demi-largeur verticales ne sont pas résolues par le système optique pour le mode du guide d'onde sous champ. Seules les bornes supérieures peuvent donc être évaluées. Les tailles des modes sont reportées dans le tableau 3-3.

Largeurs des profils	**Echange thermique**		**Echange sous champ**	
σ_x [µm]	3,1 ± 0,2		1,9 ± 0,2	
σ_y [µm]	$\sigma_y^{air} < 1,5$	$\sigma_y^{sub} = 1,8 \pm 0,2$	$\sigma_y^{air} < 0,9$	$\sigma_y^{sub} < 1,1$

tableau 3-3 : Largeurs des profils d'intensité obtenues pour un échange sous champ masqué.

Comme attendu, le mode supporté par le guide d'onde sous champ est plus confiné que celui supporté par le guide d'onde thermique. Le mode fondamental du guide d'onde réalisé sous champ a de plus une taille plus petite que celle obtenue avec l'échantillon précédent. Cela est expliqué par une optimisation du montage de fabrication qui a permis de réduire la durée nécessaire pour sortir l'échantillon du four de 2 min à 1 min. La rediffusion ayant lieu durant cette sortie est donc moins forte, le profil à quasi-saut d'indice est mieux conservé et le champ est plus confiné.

Comme les deux extrémités du guide d'onde sont monomodes, les pertes occasionnées par la transition de confinement entre l'échange sous champ et l'échange thermique peuvent être mesurées. Pour cela, on compare les pertes d'insertion de cet échantillon et celles d'un guide d'onde de référence réalisé par un échange d'ions purement thermique d'une durée identique de 5 min (4 min d'échange et 1 min pour la sortie), à une température de 270 °C et avec une fenêtre de diffusion identique.

Ces deux guides d'ondes ont été réalisés sur deux plaquettes de verre différentes mais leurs couches masquantes ont été déposées durant le même procédé et le bain de sels d'argent utilisé est identique.

Afin de s'affranchir des pertes par couplage α_c^{HI} entre la fibre et le guide d'onde réalisé sous champ, on injecte la lumière du côté « thermique » et on récupère la lumière en sortie avec un objectif de microscope. Celui-ci doit présenter l'ouverture numérique la plus élevée possible afin de récupérer tout le champ en sortie du guide d'onde. L'objectif utilisé possède une ouverture numérique (*ON*) de 0,65, qui peut collecter l'ensemble de la lumière à la sortie d'un guide d'onde monomode tant que la demi-largeur du mode est supérieure à $\sigma_{min} = \lambda_0 / \pi / ON = 0{,}5$ µm.

La puissance mesurée est ensuite comparée à celle sortant du guide d'onde de référence. Les valeurs obtenues pour un guide de largeur $w = 2$ µm sont données dans le tableau 3-4. La longueur du guide de référence vaut 19 mm, celle du guide d'onde comportant la transition de confinement est de 36 mm.

Echange	Thermique	Sous champ sélectif
α_{ins} (fibre-objectif)	3,3 ± 0,2 dB	3,8 ± 0,2 dB

tableau 3-4 : Comparaisons entre les pertes d'insertion d'un guide d'onde thermique et d'un guide d'onde sous champ sélectif.

Les pertes d'insertion du guide de référence sont légèrement plus faibles, de (0,5 ± 0,4) dB, que celles du guide d'onde comportant la transition. La différence de longueur de 1,7 cm entre les deux guides, augmentant les pertes par propagation de 1,7 cm × 0,3 dB / cm = 0,5 dB dans le guide avec la transition, peut aisément expliquer cette différence.

Cette faible différence de pertes d'insertion est à la limite de l'incertitude de mesure et démontre que la transition de confinement est suffisamment douce pour ne pas occasionner de pertes en excès quantifiables.

L'échange sous champ sélectif permet donc de réaliser des guides d'ondes à faibles pertes et de créer une transition de confinement pour le mode fondamental qui est adiabatique.

3.4.3. Guide d'onde d'entrée

3.4.3.1. Couplage avec une diode laser à ruban large

L'étape suivante est l'étude des pertes par couplage en bout avec la diode laser à ruban large. Les pertes par couplage entre la diode et le guide d'onde d'entrée peuvent être estimées en mesurant les pertes d'insertion avec le guide d'onde d'entrée, de largeur $W = 100$ µm. La diode laser qui a été utilisée est le modèle CM-980-3000-130 de chez AXCEL Photonics. Elle

émet une puissance optique de 1,7 W à $\lambda = 980$ nm pour un courant de 2 A et son ruban fait 100 µm de large.

Cette diode laser à ruban large est alors positionnée devant l'entrée du guide canal. Cependant, l'utilisation d'une diode laser nécessite de s'assurer que son émission n'est pas perturbée par des réflexions parasites. Ainsi, la facette d'entrée du guide doit être polie avec un léger angle afin que la puissance réfléchie sur cette facette ne se recouple pas dans la diode.

Par ailleurs, l'inclinaison de l'axe lent de la diode laser doit être réglée avec précision pour correspondre à l'axe horizontal du guide d'onde. Enfin, la diode laser doit être approchée au plus près de l'entrée du guide d'onde, qui possède selon l'axe rapide une ouverture numérique plus faible que celle de la diode.

La figure 3-26 schématise le banc de mesure de la puissance en sortie d'un guide canal de largeur $W = 100$ µm.

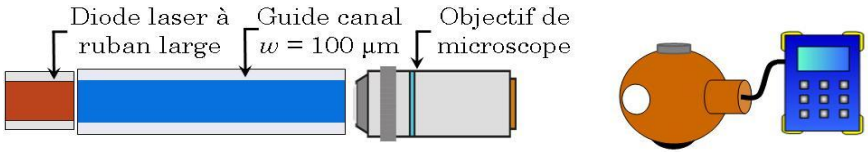


figure 3-26 : Banc de mesure des pertes par couplage entre une diode laser et un guide d'onde canal.

Cette mesure nécessite un objectif de microscope qui focalise le champ en sortie du guide sur verre devant l'entrée de la sphère intégrante. Cet objectif est nécessaire afin de filtrer spatialement la puissance qui est rayonnée dans le substrat. On doit donc prendre en compte dans cette mesure les pertes liées à l'objectif afin de pouvoir la comparer à la puissance directement émise par la diode.

Les pertes α_{obj} liés à l'objectif ont été mesurées en utilisant la méthode des quatre mesures décrites sur la figure 3-22. Elles sont égales à $(1{,}00 \pm 0{,}26)$ dB. En ajoutant cette valeur de perte à la puissance mesurée, on peut alors directement la comparer à la puissance émise par la diode.

On mesure alors des pertes d'insertion $\alpha_{ins} = (\alpha_c + \alpha_{prop}) = (6{,}7 \pm 0{,}2)$ dB pour une longueur d'échantillon de 37 mm. Les pertes par propagation d'un guide d'onde large sont généralement plus faibles que celle d'un guide étroit : les défauts liés aux effets de bords y ont en effet moins d'influence. D'après les mesures précédentes, les pertes par propagation d'un guide étroit sont de $(0{,}3 \pm 0{,}2)$ dB / cm. Au vu de cette faible valeur, les pertes par propagation d'un guide large peuvent donc être négligées. On trouve alors une perte par couplage avec la diode laser

de α_c = (6,7 ± 0,2) dB. Ces pertes correspondent à une efficacité de coupage de 20 % entre le mode de la diode laser et celui du guide d'onde. Cette valeur est très éloignée de la valeur de 70 % obtenue lors du dimensionnement.

Cette différence est liée à la forme du mode supporté par le guide large qui n'est pas adapté pour le couplage avec la diode. En effet, la répartition spatiale d'intensité en sortie de ce guide d'onde large est représentée sur la figure 3-27.

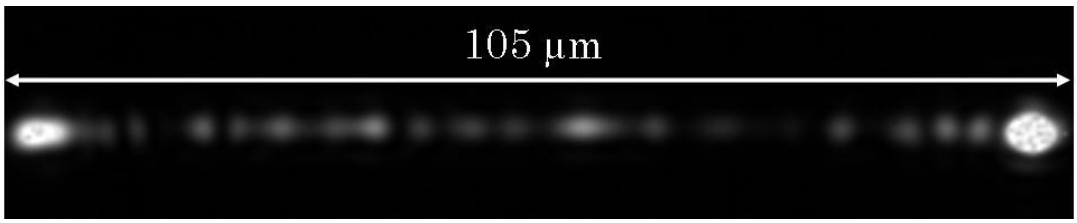


figure 3-27 : Image du champ proche en sortie d'un guide de largeur 100 µm.

Alors qu'une distribution relativement homogène était attendue, deux lobes d'intensité marquée sont présents aux deux bords du guide d'onde. Ceux-ci sont situés en bord de fenêtre de diffusion. Durant l'échange sous champ, la variation du potentiel est forte à ces endroits et le champ électrique y est donc important. La force de Lorentz, localement plus forte, entraine les ions plus profondément dans le substrat et deux lobes d'intensité sont ainsi produits sur les bords du guide d'onde.

Cet effet de « pointe » peut être calculé analytiquement [119]. La figure 3-28 montre l'évolution de la projection horizontale E_x et verticale E_y du champ électrique en fonction de la position dans le substrat de verre, d'indice constant. Elle a été obtenue pour une fenêtre de 100 µm de large soumis à une différence de potentiel de 150 V.

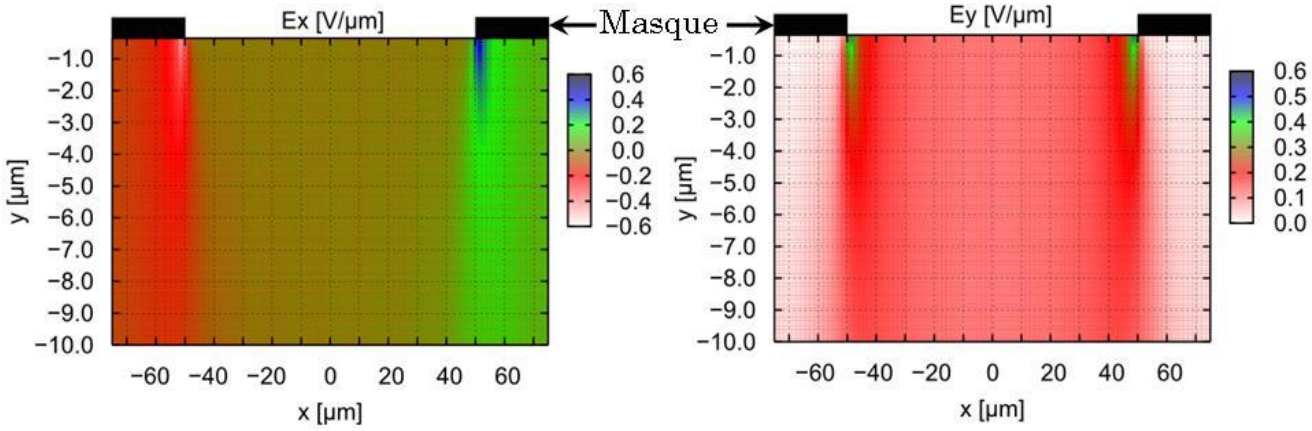


figure 3-28 : Composantes du champ électrique horizontal à gauche et vertical à droite lors d'un échange d'ions assisté par champ électrique.

Les composantes horizontale et verticale du champ électrique sont plus élevées sur les bords du masque qu'au centre de la fenêtre. A une profondeur de 0,35 µm, la composante verticale E_y est six fois plus élevée sur les bords créant une force qui pousse localement les ions six fois plus loin dans le substrat et déforme donc le guide d'onde à ses bords.

3.4.3.2. Minimisation de l'effet de pointe

Afin d'augmenter le coefficient de couplage avec la diode laser cet effet de pointe doit être minimisé. Trois solutions ont été envisagées.

- La première approche cherche à supprimer l'effet de pointe pendant l'échange. Pour cela, la divergence des lignes de champ électrique peut être limitée en lithographiant les mêmes motifs sur la face arrière de la plaquette. Cependant, comme le montre la figure 3-28, les effets de pointe sur les bords du masque ne sont déjà plus marqués à une profondeur de 5 µm. Pour avoir une influence sur la divergence du champ, l'épaisseur du verre devrait donc être affinée en dessous de cette valeur, ce qui n'est pas envisageable.
- L'effet de pointe sur le guide peut également être supprimé en réalisant un second échange sous champ. Le négatif du masque est lithographié sur la face avant, la plaquette est placée entre deux bains de sel de nitrate de sodium et une tension identique est à nouveau appliquée. Les ions sodium sont fortement poussés dans le verre sur les bords des fenêtres grâce à l'effet de pointe. Ils reconstituent la composition initiale du verre et y supprime donc la variation d'indice. Cependant, cette technique nécessite un second échange et entraîne une rediffusion des ions qui peut diminuer la variation d'indice au centre du guide et déconfiner le mode guidé.
- Enfin, on peut adapter la géométrie de la couche masquante afin de minimiser l'effet de pointe sur les bords du guide large en y plaçant un réseau de lignes masquantes. Les effets de pointe de champ sont alors introduits sur toute la largeur du guide et la structure d'indice d'un guide large peut être homogénéisée.

La résolution de l'équation de Laplace donne la répartition du champ électrique dans le verre obtenue avec un réseau de fenêtres en surface. La figure 3-29 présente cette répartition pour trois fenêtres de diffusion de largeur 2 µm et séparées de 4 µm.

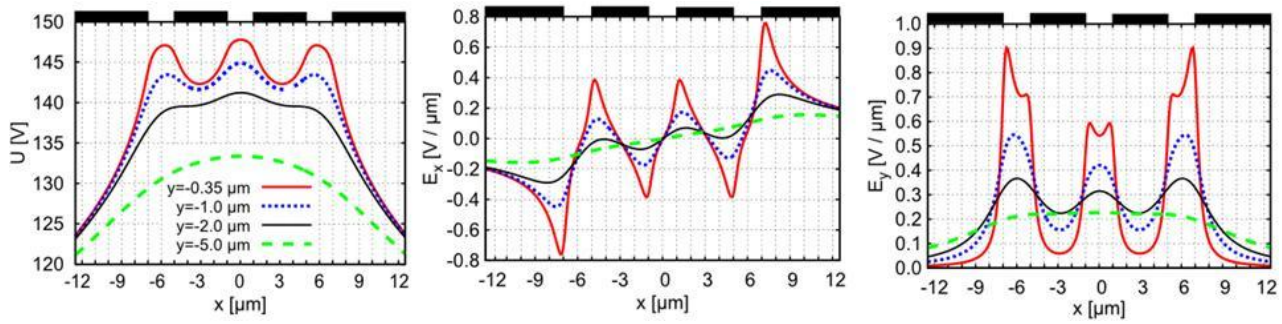


figure 3-29 : Potentiel et champ électrique pour un réseau de fenêtres de diffusion.

Les valeurs du potentiel et du champ électrique horizontal et vertical sont reportés pour quatre profondeurs dans le verre. Les valeurs maximales des projections du champ électrique sont situées sur les bords du réseau de guide. A la profondeur de 0,35 µm, la composante E_y au centre du guide vaut désormais plus de la moitié de la valeur maximale, contre le sixième dans le cas d'une unique fenêtre de diffusion. Cette approche minimise donc l'importance de l'effet de pointe sur les bords du guide large tout en conservant une seule étape d'échange d'ions.

Un échantillon comportant un réseau de guide a alors été réalisé. Le pas p est de 6 µm et les largeurs de fenêtres valent w_p = 2 µm. Ces valeurs ont été choisies afin de lithographier des traits de 4 µm de large dans la résine qui ne se décrochent pas lors de l'étape de développement.

Les pertes par insertion avec la diode laser à ruban large ont alors été réduites à α_{ins} = (3,3 ± 0,2) dB pour une longueur d'échantillon L_{ech} = 3,7 cm. Le coefficient de couplage en bout entre ce réseau de guide et la diode est donc supérieur à 45 %. La différence de coefficient de couplage avec la valeur obtenue de 70 % lors du dimensionnement peut être expliquée par la rediffusion des ions ayant lieu lors de la sortie de l'échantillon du four d'échange d'ions. Cette durée de 1 min modifie les conditions de guidage et diminue en effet le coefficient de couplage avec la diode laser à une valeur de 50 %. Cette valeur est en bon accord avec les 45 % mesurées, d'autant plus que la valeur théorique ne prend en compte ni le recouvrement horizontal entre les modes, ni l'influence du réseau de guides étroits sur la forme du mode fondamental du guide d'entrée.

Le coefficient de couplage mesuré, proche de 50 %, est comparable à ceux obtenus avec les convertisseurs modaux réalisés en matériaux semi-conducteurs [120]. Ceci montre donc l'intérêt de cette structure pour le couplage en bout avec la diode laser car les techniques de

fabrication des convertisseurs employées dans les semi-conducteurs sont plus lourdes que celle utilisée ici.

Un épanouisseur possédant ce réseau de guide comme guide d'entrée a ainsi été conçu. Afin de réaliser une transition douce avec le guide étroit, un ensemble de « jonctions Y » sont incluses les unes dans les autres. La figure 3-30 montre la vue du dessus de ce composant.

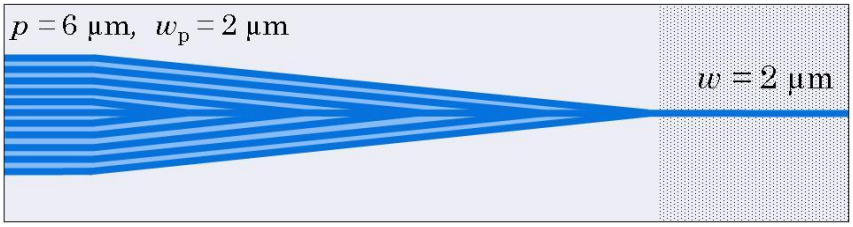


figure 3-30 : Vue du dessus d'un épanouisseur à jonctions Y imbriquées.

3.4.4. Convertisseur modal

3.4.4.1. Pertes dues à l'épanouisseur

Les pertes occasionnées par le convertisseur modal sur le mode fondamental ont ensuite été mesurées. Afin de les caractériser, une méthode dérivée de celles des « quatre mesures » est mise en place. Elle nécessite deux mesures supplémentaires afin de déterminer les deux inconnues supplémentaires : les pertes $\alpha_{epa}^{m=0}$ qu'occasionne l'épanouisseur sur le mode fondamental et les pertes par propagation α_{prop}^{W} dans le guide large. Les deux mesures supplémentaires sont schématisées sur figure 3-31.

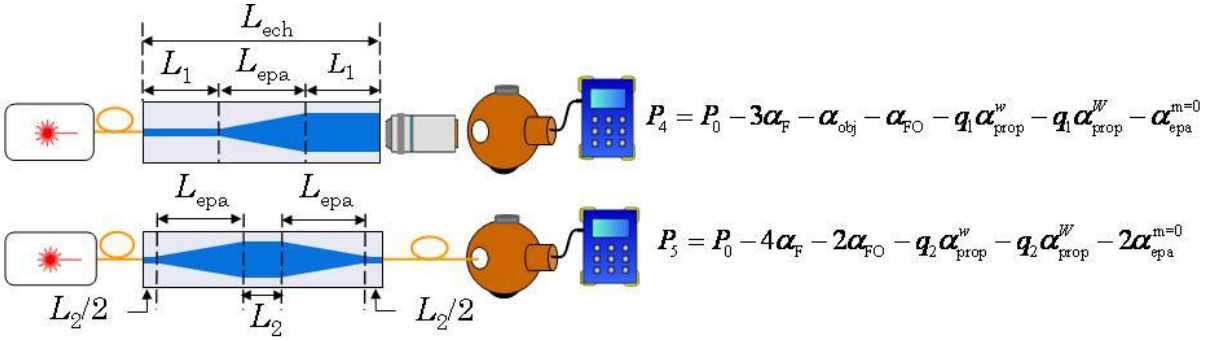


figure 3-31 : Bancs de caractérisation pour mesurer les pertes occasionnées par l'épanouisseur.

La lumière d'une source laser émettant à $\lambda = 980$ nm est injectée à l'aide d'une fibre optique monomode dans le guide étroit de l'épanouisseur. A la sortie large de l'échantillon, le champ est focalisé devant l'entrée de la sphère intégrante grâce à un objectif de microscope. La seconde manipulation utilise un guide d'onde constitué de deux épanouisseurs identiques au précédent placées à la suite l'un de l'autre. Le champ collecté en sortie à l'aide d'une fibre

optique ne contient ainsi que la lumière qui est restée sur le mode fondamental de l'épanouisseur.

Les expressions des puissances mesurées avec chacun des bancs sont placées à droite de la figure 3-31, où q_1 et q_2 sont données par $q_1 = (L_{ech} - L_{epa}) / 2 / L_{ech}$ et $q_2 = (L_{ech} - 2 \times L_{epa}) / 2 / L_{ech}$). L'expression des pertes occasionnées par l'épanouisseur sur le mode fondamental est alors donnée par :

$$\alpha_{epa}^{m=0} = (2q_1 - 1)P_0 + (1 - 2q_2)P_1 - P_2 + P_3 + 2q_2P_4 - 2q_1P_5 \qquad (3.28)$$

où P_0, P_1, P_2 et P_3 sont les valeurs obtenues dans la méthode des quatre mesures, présentée dans la partie 3.4.1.

Cette méthode nécessite d'utiliser un masque comprenant deux épanouisseurs à la suite l'un de l'autre. Comme le diamètre de la plaquette est de 40 mm et qu'une longueur de 5 mm doit être laissée de chaque côté pour les guides d'accès, la longueur maximale d'épanouisseur que l'on peut caractériser est de 15 mm.

Pour les trois formes d'épanouisseurs (linéaire, exponentielle et parabolique), trois longueurs ont ainsi été caractérisées $L_{epa} = \{5, 10, 15\}$ mm. Le tableau 3-5 donne les valeurs $\alpha_{epa}^{m=0}$ obtenues selon l'équation (3.28).

	Linéaire			**Exponentielle**			**Parabolique**		
L_{epa} [mm]	15	10	5	15	10	5	15	10	5
Max{$\theta(z)$} [°]	0,19	0,28	0,56	0,74	1,12	2,23	0,37	0,56	1,12
$\alpha_{epa}^{m=0}$ [dB]	1,1±0,7	×	1,6±0,7	1,1±0,7	1,0±0,7	0,8±0,7	2,3±0,7	2,1±0,7	×

tableau 3-5 : Pertes pour sept épanouisseurs, mesurées à une longueur d'onde de 980 nm.

Les deux cases marquées d'une croix signifient que les pertes mesurées sont élevées. Elles sont attribuées à un défaut du guide et ne sont donc pas exploitables.

Les pertes $\alpha_{epa}^{m=0}$ ne semblent pas varier avec la longueur de l'épanouisseur. Elles valent environ 1 dB pour les formes linéaires et exponentielles. Les pertes plus importantes mesurées pour les épanouisseurs paraboliques sont attribuées à un défaut lors de la lithographie.

La méthode d'extraction de ces pertes cumule six mesures. Elle implique ainsi une incertitude sur chaque valeur de $\alpha_{epa}^{m=0}$ de ± 0,7 dB. Cette incertitude peut expliquer pourquoi aucune évolution des pertes sur le mode fondamental avec la longueur de l'épanouisseur n'est observée. Cette méthode ne permet donc pas de vérifier la validité du critère d'adiabaticité de Milton et Burns mais montre que les épanouisseurs présentent des pertes de fonction qui sont limitées par le bruit de la mesure. Néanmoins, on retiendra une borne supérieure pour les

pertes occasionnées sur ce mode par les épanouisseurs : $\alpha_c^{m=0} < 2$ dB afin de ne pas minimiser les sources de pertes et d'effectuer le futur dimensionnement de la rétroaction dans le cas le moins favorable.

3.4.4.2. Pertes d'insertion du convertisseur

La figure 3-32 schématise le banc de mesure des pertes d'insertion du convertisseur modal avec la diode laser à ruban large.

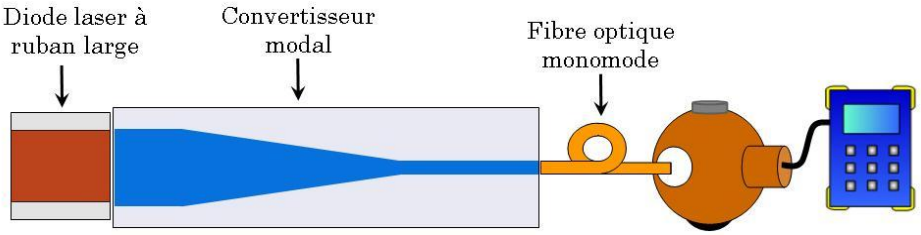


figure 3-32 : Banc de mesure des pertes d'insertion de l'épanouisseur

La diode laser à ruban large est couplée en bout du guide d'onde d'entrée. Les modes d'ordre supérieurs sont rayonnés et une fibre optique monomode collecte le champ guidé sur le mode fondamental du guide d'onde de sortie. La puissance en sortie de la fibre est mesurée et comparée à la puissance directement émise par la diode.

Le tableau 3-6 donne les pertes d'insertion α_{ins} ainsi obtenues pour le convertisseur modal sans et avec les jonctions Y imbriquées. Il donne pour chaque convertisseur la valeur de pertes la plus faible obtenue. L'épanouisseur sans jonction Y concerné est un épanouisseur de forme linéaire et de longueur $L_{epa} = 20$ mm. L'épanouisseur à jonctions imbriquées est de forme linéaire et il est long de 5 mm. Ce tableau indique également les pertes d'insertion obtenues entre la diode et un guide large, qu'on identifie aux pertes par couplage α_c entre ces deux éléments.

Convertisseur modal	α_{ins} [dB]	α_c [dB]	α_{epa}[dB]
Sans jonctions imbriquées	22,0 ± 0,2	6,7 ± 0,2	13,7 ± 0,9
Avec jonctions imbriquées	15,9 ± 0,2	3,3 ± 0,2	11,0 ± 0,9

tableau 3-6 : Pertes d'insertion, pertes par couplage avec la diode et pertes de l'épanouisseur pour les deux types de convertisseurs modaux.

Les pertes obtenues avec le convertisseur sans jonctions Y sont de $\alpha_{ins} = (22,0 \pm 0,2)$ dB. Elles correspondent à la somme des pertes par couplage avec la diode ($\alpha_c = 6,7 \pm 0,2$ dB), des

pertes sur les modes rayonnées par l'épanouisseur (α_{epa}) et des pertes par couplage avec la fibre optique (α_c^{HI} = 1,6 ± 0,5 dB). On peut donc calculer les pertes $\alpha_{epa} = \alpha_{ins} - \alpha_c - \alpha_c^{HI}$ pour les deux convertisseurs modaux. En prenant en compte les incertitudes, on trouve qu'entre 3,5 % (14,6 dB) et 9,8 % (10,1 dB) du champ multimode émis par la diode laser se couple sur le mode fondamental du guide d'onde d'entrée.

Le convertisseur à jonctions Y est donc adapté au couplage en bout avec la diode laser à ruban large. Sa répartition d'indice semble en effet plus adaptée pour coupler le champ de la diode sur le mode fondamental du guide d'entrée.

3.5. Conclusion

Ce chapitre a été consacré au dimensionnement, à la fabrication et à la caractérisation du convertisseur modal. Les bases théoriques nécessaires à l'étude du confinement de la lumière dans un guide réalisé par échange d'ions dans un verre ont d'abord été présentées. Trois géométries de guides d'ondes peuvent être créées grâce cette technologie : les guides d'ondes de surface réalisés par échange d'ions thermique, les guides d'ondes enterrés dans le volume du verre et les guides d'ondes de surface réalisés par échange d'ions assisté par champ électrique. Ces guides d'ondes permettent d'obtenir des modes guidés de forme et de dimension différentes dans un même substrat de verre.

Cette souplesse permet de satisfaire aux contraintes de confinement antagonistes qui portent sur les extrémités du convertisseur modal. Ainsi, un échange ionique sélectivement assisté par champ électrique permet d'obtenir un profil à quasi-saut d'indice pour le guide d'entrée et un profil à gradient d'indice pour le guide de sortie. Le dimensionnement des paramètres technologiques de cet échange a conduit à des coefficients de couplage théoriques de (70 ± 2) % avec la diode laser et de (68 ± 8) % avec une fibre optique monomode. La transition reliant ces deux extrémités est ensuite dimensionnée à l'aide du critère de Milton et Burns. Des épanouisseurs de forme linéaire, exponentielle et parabolique et de longueurs sont ainsi dimensionnés.

La partie suivante a détaillé la mise au point du procédé d'échange ionique sélectivement assisté par champ électrique. Ce développement a permis la réalisation de guides d'ondes monomodes présentant des pertes par propagation de (0,25 ± 0,23) dB / cm. Afin de minimiser l'influence l'effet de pointe de champ électrique sur les bords des guides d'ondes durant

l'échange d'ions, un guide large comprenant un réseau de guides étroits a été réalisé. Il a permis de mesurer une efficacité de couplage supérieure à 45 % avec la diode laser à ruban large. Un convertisseur modal présentant une efficacité de couplage de (69 ± 8) % avec une fibre optique monomode a été réalisé selon cette technique. Les pertes occasionnées sur le mode fondamental, mesurées sur un épanouisseur classique, sont comprises dans l'incertitude de la mesure de 1 dB. Finalement, ces valeurs ont permis de déterminer la réflectivité du réseau de Bragg à imposer pour verrouiller la diode laser à ruban large. Ainsi, il a été montré qu'un réseau avec une réflectivité de 80 % à la longueur d'onde de Bragg et une largeur de spectre à mi-hauteur de 1,0 nm permet de verrouiller la diode laser selon les conditions vues dans le chapitre 2.

Chapitre 4
Réalisation de la cavité externe

Sommaire

4.1. Introduction……120
4.2. Démonstrateur fibré……121
4.2.1. Choix et caractérisation des fibres de Bragg……121
4.2.2. Caractérisation du verrouillage fibré……124
4.3. Réalisation d'un réseau de Bragg sur verre……131
4.3.1. Guides d'ondes de Bragg……131
4.3.2. Etapes de fabrication……132
4.3.3. Inscription du réseau dans la résine……134
4.3.4. Transfert du réseau de la résine dans le verre……137
4.4. Réalisation d'un guide d'onde de Bragg……138
4.4.1. Réflectivité autour de la longueur d'onde de Bragg……138
4.4.2. Dimensionnement……140
4.4.3. Caractérisations……143
4.5. Verrouillage intégré d'une diode laser ruban……146
4.5.1. Caractérisation du verrouillage……146
4.5.2. Perspectives……152
4.6. Conclusion……155

4.1. Introduction

Ce chapitre décrit la réalisation et la caractérisation des premiers démonstrateurs du verrouillage d'une diode laser à ruban large. La réalisation d'un convertisseur modal ayant été validée au chapitre précédent, une première étude de verrouillage de la diode laser est d'abord effectuée à l'aide d'une fibre à réseau de Bragg placée en sortie du convertisseur.

L'intégration sur le substrat de verre du réseau de Bragg fermant la cavité externe est ensuite détaillée. Pour cela, le principe de fonctionnement d'un guide d'onde de Bragg est brièvement rappelé puis leur procédé de réalisation dans le verre est détaillé.

Un guide d'onde de Bragg, adapté au verrouillage de la diode laser, est alors dimensionné, fabriqué puis caractérisé. La dernière partie est consacrée à l'étude du verrouillage de la diode laser grâce à la cavité externe planaire intégrant ce réseau. Les

améliorations à apporter au dispositif et les perspectives envisagées pour ce travail sont finalement abordées.

4.2. Démonstrateur fibré

Les caractérisations passives du convertisseur modal réalisées dans le chapitre 3 ayant été concluantes, le verrouillage de la diode laser à ruban large grâce à la cavité externe a pu être envisagé. Pour des raisons de facilité de mise en œuvre, une première démonstration a été réalisée avec une fibre à réseau de Bragg couplée en sortie du convertisseur.

4.2.1. Choix et caractérisation des fibres de Bragg

La cavité externe créée par le réseau de la fibre optique présente quatre paramètres à déterminer afin d'imposer les conditions de verrouillage vues dans la partie 2.5.3. du chapitre 2. Ces quatre paramètres sont : la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau, la réflectivité R_B à cette longueur d'onde, la largeur $\Delta\lambda_B$ du spectre de réflexion et la longueur L_{ext} de la cavité externe.

La longueur d'onde de Bragg doit être choisie pour être accordée à l'émission spectrale de la diode laser à ruban large. Cette dernière est représentée sur la figure 4-1 pour cinq courants différents.

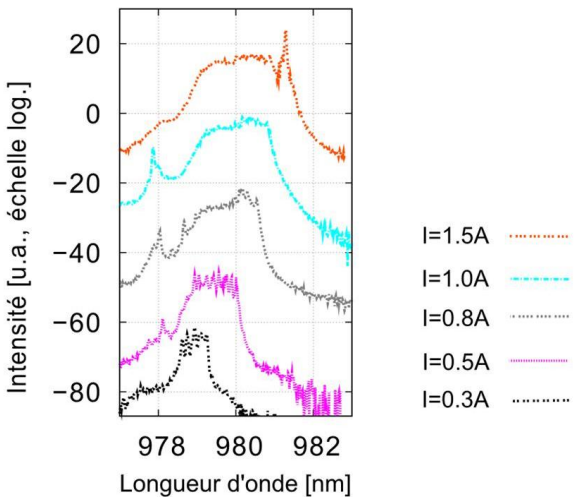


figure 4-1 : Spectre de la diode laser à ruban large pour cinq courants. Les courbes ont été décalées verticalement pour faciliter leur lecture.

La largeur de l'émission spectrale est de 2 nm à 4 nm selon le courant. La longueur d'onde d'émission centrale se décale vers les grandes longueurs d'ondes lorsque le courant est

augmenté avec une pente de l'ordre de 2,0 nm / A. La longueur d'onde de 979,0 nm est près du maximum du spectre d'émission pour chacun des courants. La longueur d'onde de Bragg λ_B doit donc être proche de cette valeur pour que, quel que soit le courant d'alimentation, la longueur d'onde réfléchie dans la diode soit située à proximité de celle possédant le maximum de gain.

Le chapitre 2 a montré que la réflectivité du réseau de Bragg et la largeur de son spectre de transmission doivent être adaptées pour verrouiller l'émission d'un nombre $\mathcal{L}$ suffisant de modes longitudinaux ($\mathcal{L} \approx 100$).

Comme le réseau de Bragg fermant la cavité externe est situé sur la fibre optique, les pertes par couplage entre le guide de sortie et la fibre doivent être prises en compte dans le calcul de la réflectivité du réseau de Bragg à imposer. Ce couplage ayant lieu à chaque aller et à chaque retour dans la cavité externe, l'équation (2.29) du chapitre 2 devient :

$$\frac{\left(\alpha_c \alpha_{epa}^0 \alpha_c^{HI}\right)^2 \kappa_e^2(\lambda)}{1 - R_{avt}\left(\alpha_c \alpha_{epa}^0 \alpha_c^{HI}\right)^2 R_{ext}(\lambda)} \geq \exp\left[8L\left(\frac{\alpha_D + \alpha_m}{\Gamma}\right)\left(\frac{\lambda - \lambda_s}{\Delta\Lambda}\right)^2\right] - 1 \qquad (4.1)$$

où les différents paramètres et leurs valeurs mesurées dans le chapitre 3 sont listés ci-dessous :

- $\alpha_c = 0{,}47 \pm 0{,}02$ est le coefficient de couplage entre la diode laser et l'entrée du convertisseur.
- $\alpha_c^{HI} = 0{,}70 \pm 0{,}08$ est le coefficient de couplage entre la sortie du convertisseur et la fibre optique.
- $\alpha_{epa}^0 = 0{,}63$ est le coefficient des pertes occasionnées par le convertisseur sur le mode fondamental pris à sa valeur maximale.
- $R_{arr} = 0{,}90$ et $R_{avt} = 0{,}35$ sont les réflectivités en intensité des facettes arrière et avant de la diode laser.
- $\alpha_D = 0{,}5$ cm^{-1} sont les pertes par diffusion et α_m sont les pertes dues aux miroirs de la diode.
- $\Gamma = 1$ % est le facteur de confinement.
- $\lambda_s = 979{,}0$ nm est la longueur d'onde pour laquelle la courbe de gain de la diode est maximum et $\Delta\Lambda = 40$ nm est la largeur caractéristique de la courbe de gain, supposée être une parabole.

L'équation (4.1) permet de calculer la réflectivité minimale à imposer afin de verrouiller une longueur d'onde donnée. Selon le critère choisi au chapitre 2, qui impose un taux de suppression de 30 dB entre cette longueur d'onde et celles émises par la diode laser, la

réflectivité minimale à imposer est de R_{min} = 66 %. Les longueurs d'ondes pour lesquelles la réflectivité du réseau est supérieure à cette valeur sont alors considérées comme verrouillées.

Afin de déterminer le nombre $\mathcal{L}$ de modes longitudinaux que contient cette bande spectrale, l'intervalle spectral libre (*ISL*) de la cavité externe doit être connu. Ces deux paramètres sont en effet reliés par l'équation :

$$\mathcal{L} = E\left(\frac{c}{ISL}\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right) \tag{4.2}$$

où E est la fonction « partie entière ».

Dans les fibres de réinjection standards, le réseau de Bragg est placé après une longueur de fibre de 1 m. L'intervalle spectral libre vaut alors ISL = 0,1 GHz (pour n_{eff} = 1,5). Le verrouillage de $\mathcal{L}$ = 100 modes longitudinaux implique une largeur d'émission de 0,032 nm. Cela correspond à un réseau de Bragg présentant une réflectivité de 66,5 % si la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ de son pic de réflexion est de 0,5 nm.

Afin de garantir une marge sur ce dimensionnement, on choisit une fibre à réseau de Bragg présentant cette valeur de largeur spectrale et une longueur d'accès de 1 m mais avec une réflectivité R_B = 80 %. Ces caractéristiques permettent de verrouiller la diode laser sur une largeur spectrale de 0,26 nm, ce qui correspond à plus de 800 modes longitudinaux selon l'équation (4.2).

Ces choix ont conduit à l'achat d'une fibre HI 1060 à réseau de Bragg commercialisée par IXFiber. Sa transmission spectrale autour de la longueur d'onde de Bragg a été mesurée à l'aide d'une source tungstène blanche et d'un analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,07 nm. Elle est représentée sur la figure 4-2.

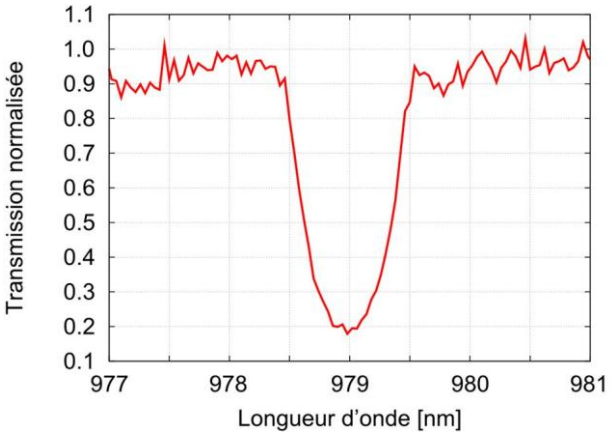


figure 4-2 : Transmission spectrale de la fibre optique à réseau de Bragg.

La longueur d'onde de Bragg vaut $\lambda_B = (978{,}98 \pm 0{,}04)$ nm et présente une réflectivité de $R_B = (81 \pm 3)$ % pour une largeur à mi-hauteur de $\Delta\lambda_B = (0{,}64 \pm 0{,}07)$ nm. Ces valeurs correspondant bien à celles spécifiées, ce composant peut être utilisé pour une expérience de verrouillage.

4.2.2. Caractérisation du verrouillage fibré

La validation du verrouillage nécessite deux caractérisations optiques. La première consiste à mesurer le spectre en sortie du dispositif (diode - convertisseur - fibre à réseau) et à observer si l'émission spectrale est favorisée autour de la longueur d'onde de Bragg. Une largeur spectrale plus fine et une faible dérive de la fréquence d'émission centrale avec le courant sont les critères permettant de déterminer si l'émission de la diode est bien stabilisée par la cavité externe.

La seconde caractérisation est la mesure de la puissance en sortie de la fibre à réseau de Bragg. Si l'émission transverse multimode de la diode laser est modifiée par la rétroaction, cette puissance doit être supérieure à celle obtenue en multipliant la transmission du réseau de Bragg par la puissance disponible en sortie du système (diode – convertisseur – fibre sans réseau).

Ces caractérisations ont été effectuées en utilisant le convertisseur modal à jonctions Y imbriquées puisque ce dernier présentait la meilleure efficacité de couplage en bout avec la diode laser (voir le tableau 3-7).

4.2.2.1. Structure comportant un convertisseur à jonctions imbriquées

Le banc de verrouillage de la diode laser à ruban large utilisant le convertisseur à jonctions Y et la fibre à réseau de Bragg est représenté sur la figure 4-3.

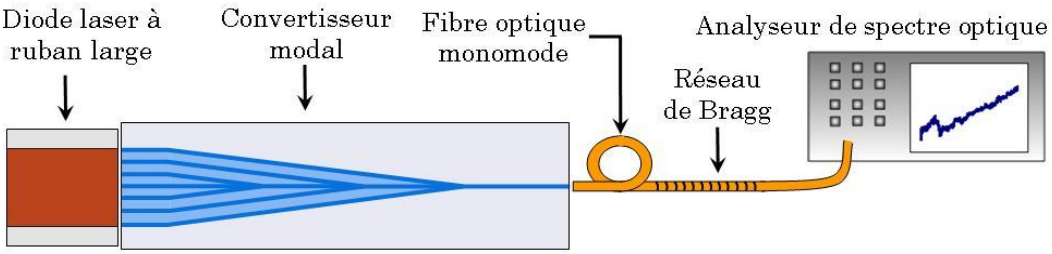


figure 4-3 : Banc de caractérisation du verrouillage fibré.

La diode laser est couplée en bout du convertisseur modal à jonctions Y imbriquées et l'entrée de la fibre de Bragg est positionnée devant la sortie du convertisseur modal. Le spectre

en sortie de la fibre est mesuré grâce à un analyseur de spectre. Les mesures obtenues pour différents courants d'alimentation de la diode sont représentées sur la figure 4-4.

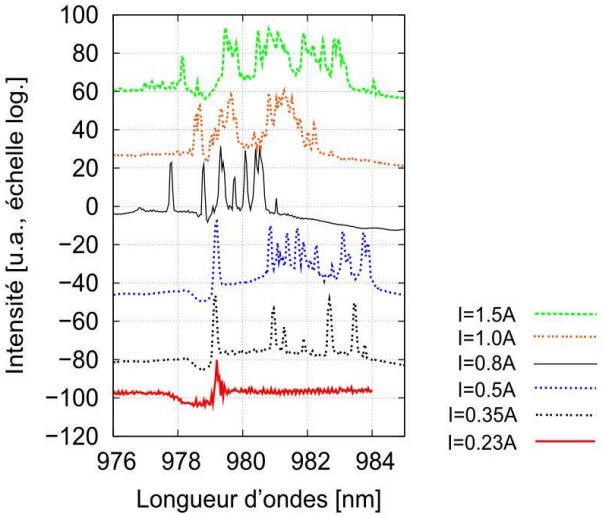


figure 4-4 : Spectres d'émission obtenus pour le convertisseur modal à jonctions Y. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale.

On observe que le courant de seuil de la diode laser est réduit, passant de 245 mA sans rétroaction à 225 mA. En effet, pour les longueurs d'ondes proches de λ_B, la cavité double, formée par la facette de sortie de la diode et le réseau de Bragg, est plus fermée que celle de la diode seule. Ainsi, les pertes α_m dues aux miroirs, et donc le gain au seuil, sont diminuées et le seuil de l'effet laser est réduit pour ces longueurs d'ondes. Le pic visible pour $I = 0{,}23$ A, en dessous du seuil initial, montre donc que la rétroaction a bien lieu.

Cependant, lorsque le courant est augmenté, d'autres pics laser apparaissent. Celui situé vers la longueur d'onde de Bragg est toujours présent mais des pics à d'autres longueurs d'ondes supportent une puissance comparable. La stabilisation spectrale sur la longueur d'onde de Bragg n'a donc plus lieu dès que l'on s'éloigne du seuil laser. Le champ renvoyé dans la diode laser influence bien son émission (réduction du seuil et pic présent vers λ_B quel que soit le courant) mais ne permet pas de verrouiller la diode laser sur les fréquences situées autour de la longueur d'onde de Bragg.

Cela peut signifier que la rétroaction optique exercée sur ces modes n'est pas suffisante. Cependant, la réduction du seuil démontre que la rétroaction réduit bien les pertes à la longueur d'onde de Bragg, ce qui devrait privilégier leur émission. Ce comportement peut donc signifier que le convertisseur n'est pas adapté pour verrouiller l'émission d'un mode transverse de la diode laser.

Il convient donc d'analyser la forme du champ réinjecté dans la diode laser. La répartition de l'intensité de ce mode peut être visualisée en mesurant le champ proche du guide d'onde d'entrée du convertisseur grâce au banc de mesure schématisé sur la figure 4-5.

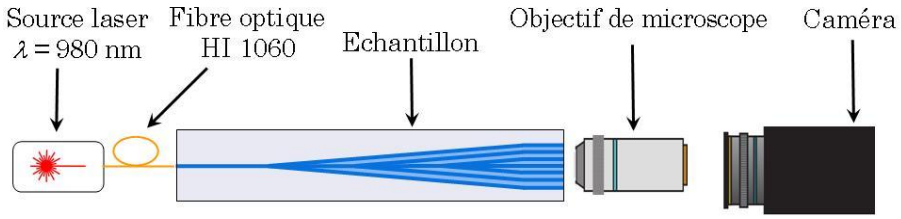


figure 4-5 : Banc de mesure du champ proche du guide d'onde d'entrée du convertisseur.

Le champ d'une source laser émettant à $\lambda = 980$ nm est injecté dans le guide de sortie monomode du convertisseur grâce à une fibre optique. Le champ en sortie du guide d'onde d'entrée large est imagé sur une caméra sensible à $\lambda = 980$ nm grâce à un objectif de microscope de grandissement 25. La répartition de l'intensité mesurée est présentée sur la figure 4-6

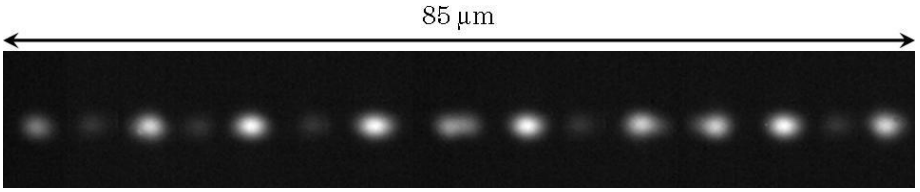


figure 4-6 : Intensité en sortie du guide d'onde d'entrée du convertisseur.

Des lobes bien séparés sont visibles. Leur nombre et leur répartition correspondent aux ouvertures pratiquées dans la couche masquante pour définir le réseau de guide. Même si les mesures du coefficient de couplage en bout avec la diode présentées au chapitre 3 semblaient prometteuses, ce réseau de guides ne permet pas d'obtenir un mode fondamental dont l'intensité est répartie de manière homogène. La répartition de l'intensité sur plusieurs lobes semble ainsi favoriser l'émission de plusieurs modes d'ordre supérieurs dans la diode. De plus, ces modes ayant une répartition d'intensité non homogène, ils peuvent favoriser l'émission d'autres modes transverses en raison du brûlage spatial de gain selon l'axe lent de la diode laser (voir la partie 2.3.2. du chapitre 2).

4.2.2.2. Structure comportant un convertisseur classique

Au vu des résultats obtenus avec le convertisseur à jonctions imbriquées, il nous a semblé intéressant de tester la structure « classique » afin de favoriser une répartition plus homogène de la puissance renvoyée dans la diode, même si le couplage avec la diode est moins efficace.

En effet, même si des lobes d'intensité marqués sont présents sur les bords, la répartition d'intensité est homogène sur la partie centrale du guide. Ceci est confirmé par la mesure du champ obtenu en sortie du guide large d'un convertisseur modal long de 20 mm et de forme exponentielle. La répartition d'intensité obtenue est montrée sur la figure 4-7 (a).

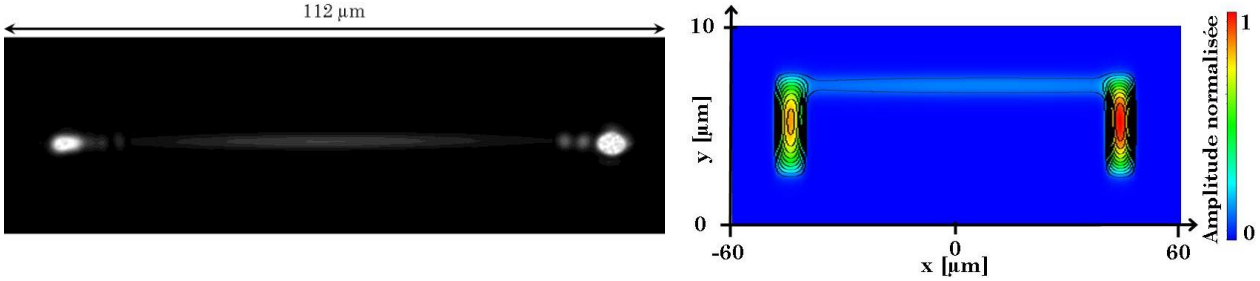


figure 4-7 : Répartition de l'intensité en sortie du guide d'onde d'entrée du convertisseur classique (à gauche) et mode fondamental simulé supporté par un guide d'onde à saut d'indice (à droite).

De plus, cette distribution correspond bien à celle du mode fondamental, comme le montre la simulation de la figure 4-7 (b). Celle-ci donne la forme du mode fondamental obtenu pour un guide à saut d'indice où la profondeur des deux extrémités a été dimensionnée afin de recréer les largeurs de champs obtenus expérimentalement.

Ce convertisseur a donc été inséré entre la diode laser à ruban large et la fibre de Bragg. Grâce au même banc optique que celui schématisé sur la figure 4-3, l'analyse du spectre en sortie a été réalisée. La figure 4-8 présente les mesures obtenues.

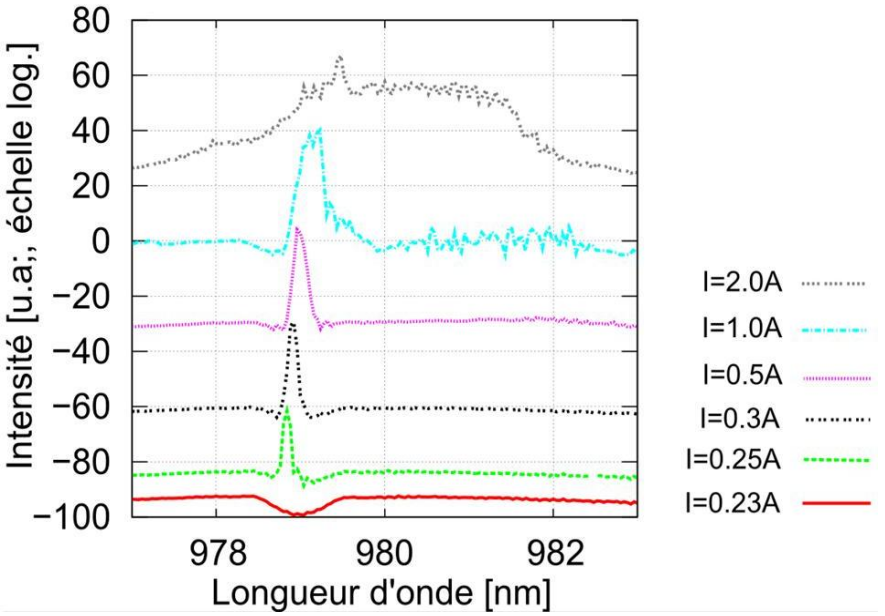


figure 4-8 : Spectres d'émission obtenus avec un convertisseur classique et une fibre à réseau de Bragg. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale.

Pour $I = 0{,}23$ A, en-dessous du seuil d'oscillation, le creux en transmission de la fibre de Bragg est visible dans le spectre de l'émission spontanée amplifiée de la diode laser. La longueur d'onde du réseau de Bragg vaut $\lambda_B = (979{,}04 \pm 0{,}04)$ nm. Le courant de seuil n'est donc pas réduit avec ce convertisseur. Les pertes par couplage avec la diode, de $(6{,}7 \pm 0{,}2)$ dB, et avec la fibre optique, de $(1{,}6 \pm 0{,}5)$ dB sont en effet trop élevées pour cela.

Le verrouillage spectral est obtenu en augmentant le courant. Un pic laser est en effet présent dans la bande interdite du réseau de Bragg. Il est centré à la longueur d'onde $\lambda = (978{,}84 \pm 0{,}04)$ nm pour $I = 0{,}25$ A. Celle-ci se décale vers les grandes longueurs d'ondes lorsque le courant est augmenté car le maximum de gain du semi-conducteur s'y décale. La dérive en longueur d'onde est cependant réduite d'un facteur cinq par rapport à celle de la diode laser seule et vaut $\mathrm{d}\lambda / \mathrm{d}I = 0{,}38$ nm.A^{-1}. Cette stabilisation est due au spectre de réflexion du réseau de Bragg qui favorise l'émission des longueurs d'ondes proches de λ_B, même si elles ne possèdent pas le maximum de gain, comme le schématise la figure 4-9.

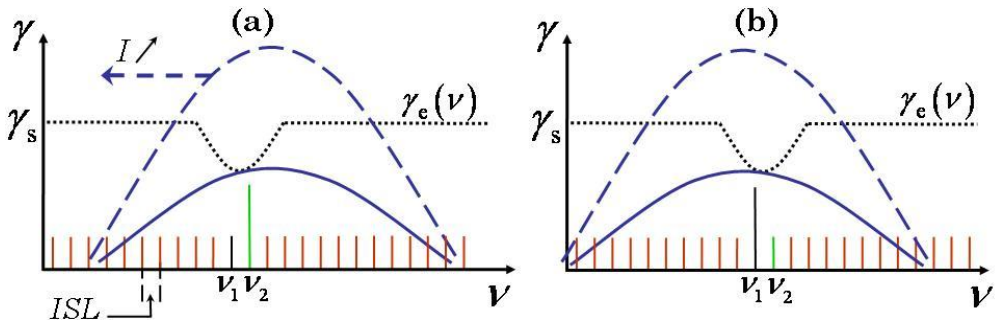


figure 4-9 : Fréquence d'émission de la cavité à faible courant **(a)** et à fort courant **(b)**.

La partie (a) montre le cas où la fréquence de Bragg est plus petite que celle où le gain du semi-conducteur est maximal. Lorsque le courant est augmenté, la courbe de gain (représentée en pointillée) se décale vers les plus basses fréquences à cause de l'échauffement du matériau semi-conducteur. Une fréquence plus petite est ainsi émise (b). Ce comportement est valable pour l'ensemble des modes longitudinaux qui peuvent osciller et le pic d'émission, qui comporte plusieurs modes, se décale.

Le nombre de modes longitudinaux peut être estimé en mesurant la largeur du pic d'émission. Cette largeur, calculée à -20 dB de son maximum, vaut $(0{,}20 \pm 0{,}08)$ nm à $I = 0{,}25$ A. Elle augmente et atteint $(0{,}36 \pm 0{,}08)$ nm à un courant de 1 A. Ces largeurs sont plus faibles que celles rencontrées dans les dispositifs commerciaux monomodes (de 1 nm à 2 nm) mais permettent néanmoins de verrouiller entre 600 et 1100 modes longitudinaux avec

la cavité externe, longue de 1 m. Ce nombre de modes est suffisant pour réduire l'influence du bruit de la pompe sur le milieu à pomper, comme nous l'avons vu au chapitre 2.

L'émission de la diode laser à ruban large est donc stabilisée dans la bande spectrale réfléchie par le réseau de Bragg. Cette stabilisation peut être évaluée en calculant le taux de suppression du mode secondaire. Ce taux, égal au rapport entre la puissance supportée par le pic principal et celle supportée par le pic secondaire, est indiqué sur la figure 4-10 pour les cinq courants de la figure 4-8 qui sont au-dessus du seuil.

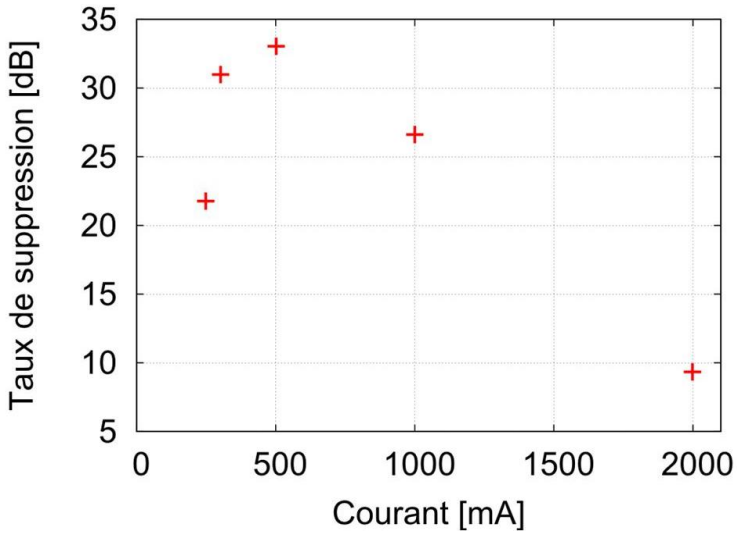


figure 4-10 : Taux de suppression du mode secondaire obtenu avec le verrouillage fibré.

Le taux de suppression du mode secondaire atteint ainsi un maximum de $(33{,}06 \pm 0{,}14)$ dB pour $I = 0{,}5$ A et il est supérieur à 25 dB pour $I < 1$ A. Ces valeurs sont comparables à celles des diodes laser de pompe monomodes [39]. A partir de $I = 1{,}0$ A, d'autres pics laser apparaissent vers $\lambda = 981$ nm où le gain du semi-conducteur est plus important. La diminution de ce taux pour $I > 0{,}5$ A correspond à l'apparition d'un brûlage spatial de gain qui permet à d'autres modes, transverses et longitudinaux, de laser, et conduit donc à une discrimination modale plus faible.

Cette explication est confirmée en analysant l'évolution de la puissance en sortie du dispositif avec le courant, qui est montrée sur la figure 4-11. Cette puissance a été mesurée en plaçant un photo-détecteur calibré à la sortie de la fibre de Bragg

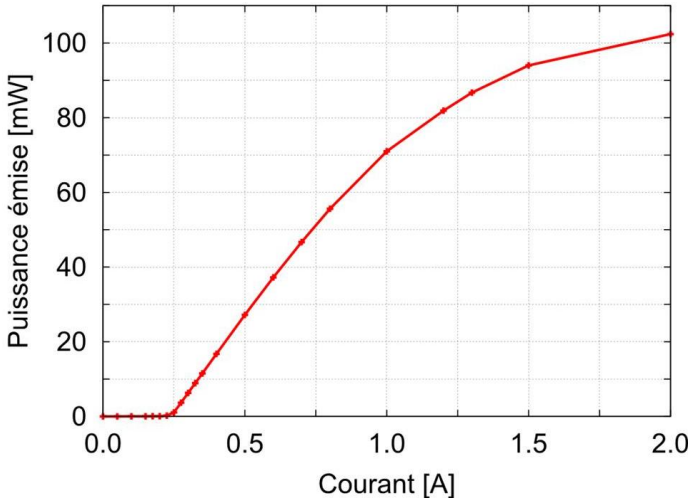


figure 4-11 : Puissance en sortie de la fibre de Bragg.

La loi de puissance s'infléchit pour les courants dépassant 0,8 A. C'est donc à partir de cette valeur que la densité de puissance est trop importante et brule localement le gain. D'autres modes transverses sont excités mais ils sont filtrés par la sortie monomode de l'épanouisseur et leur puissance n'est ainsi pas disponible en sortie du convertisseur. La loi de puissance n'est donc pas linéaire au-delà de la valeur de 0,8 A.

Ainsi, pour un courant de 1,5 A, la puissance en sortie de la fibre de Bragg vaut (94 ± 2) mW, ce qui représente 8 % de la puissance mesurée directement en bout de la diode laser. Pour I = 0,5 A, la puissance en sortie du dispositif est (27,2 ± 0,8) mW, soit 11 % de la puissance de la diode. Cette valeur peut être comparée à celle disponible lorsque la fibre ne possède pas de réseau de Bragg, qui vaut (1,56 ± 0,05) mW pour ce même courant de 0,5 A.

Malgré les 80 % de réflexion du réseau à la longueur d'onde de Bragg, la puissance disponible en sortie de la fibre monomode est donc augmentée. Cette augmentation confirme le verrouillage de la diode sur un ou plusieurs modes transverses. Le ou les modes verrouillés sont ceux présentant un coefficient de couplage efficace avec le mode fondamental du guide d'onde d'entrée du convertisseur.

La rétroaction optique permet donc de favoriser l'émission d'un ou de plusieurs modes transverses d'une diode laser à ruban large et d'un grand nombre de modes longitudinaux possédant des longueurs d'ondes situées vers λ_B. Ce résultat démontre la faisabilité du verrouillage d'une diode laser ruban grâce à une cavité externe intégrée.

4.3. Réalisation d'un réseau de Bragg sur verre

Le rôle du convertisseur modal et le principe de fonctionnement du dispositif ayant étés validés, la phase d'intégration du réseau de Bragg sur la puce a pu être entreprise. Ainsi, un dispositif plus compact et plus robuste vis-à-vis des vibrations peut être obtenu. De plus, les pertes par couplage introduites par l'ajout de la fibre sont dans ce cas situées en dehors de la cavité externe. La réflectivité du réseau peut ainsi être diminuée, ce qui augmente la puissance disponible en sortie du dispositif.

Cette partie est donc dédiée à l'étude et à la réalisation d'un réseau de Bragg sur un substrat de verre ainsi qu'à l'étude et à la caractérisation de son interaction avec un guide d'onde.

4.3.1. Guides d'ondes de Bragg

Un guide d'onde de Bragg est dans notre cas un guide d'onde monomode sur une partie duquel est réalisé un réseau de Bragg, qui interagit avec le mode guidé. C'est cette structure qui doit être intégrée sur le guide de sortie du convertisseur afin de fermer partiellement la cavité externe.

La figure 4-12 présente un guide d'onde de Bragg ainsi que le principe du découplage d'une partie du mode guidé dans la structure qui est occasionné par les discontinuités d'indice. Comme ces discontinuités sont périodiques, il existe des angles θ_m de fuite privilégiés.

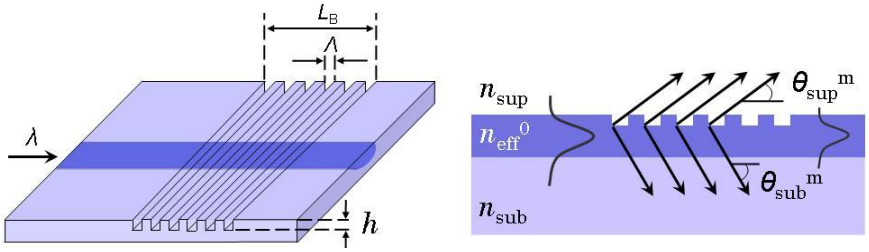


figure 4-12 : Schéma d'un guide d'onde de Bragg et principe du découplage d'un mode guidé.

Ces angles de fuite doivent en effet respecter la conservation du vecteur d'ondes lors du découplage de la lumière. La projection du vecteur d'onde du faisceau découplé sur l'axe de propagation (donnée par $2\pi n / \lambda \times \cos\theta_m$) doit être égale au vecteur d'onde du mode guidé ($2\pi n_{eff} / \lambda$) moins celui du réseau ($m \times 2\pi / \Lambda$). La relation entre la longueur d'onde λ et l'angle de diffusion privilégié θ_m s'écrit donc :

$$m\lambda = \Lambda\left(n_{eff} - n\cos\theta_m\right) \qquad (4.3)$$

Dans le cas de rétroaction qui nous intéresse, la puissance découplée du mode guidé doit être couplée sur le mode guidé qui se propage dans le sens opposé. On considère donc les angles $\theta_m = \pi$. L'indice n du milieu concerné est alors l'indice effectif n_{eff} et la longueur d'onde obtenue pour l'ordre 1 ($m = 1$) est appelée la longueur d'onde de Bragg λ_B. Elle s'exprime donc par :

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff} \tag{4.4}$$

Comme le guide d'onde de sortie, et donc son indice effectif, est déjà fixé, le choix du pas du réseau permet d'imposer la longueur d'onde de Bragg souhaitée. L'indice effectif obtenu lors du dimensionnement de la partie 3.3.4. du chapitre 3 vaut 1,521 pour un guide dont la fenêtre de diffusion vaut $w = 2\mu m$. Pour obtenir une longueur d'onde de Bragg de $\lambda_B = 979{,}0$ nm, le pas à imposer vaut donc : $\Lambda = 321{,}8$ nm.

Des réseaux dans le verre avec un pas aussi faible n'avaient jamais été réalisés à l'IMEP-LaHC avant cette étude. Le laboratoire maîtrisait par contre la réalisation de réseaux de pas de 500 nm. Une étape technologique importante de ce travail consistait donc à mettre au point le procédé de réalisation de réseaux de pas proches de 320 nm.

4.3.2. Etapes de fabrication

L'IMEP-LaHC travaille depuis une dizaine d'années sur la réalisation de réseau de Bragg pour des lasers intégrés à haute cohérence émettant à $\lambda = 1{,}55$ µm [22]. Un montage interférométrique permettant d'inscrire des réseaux dans de la résine photosensible a ainsi été mis en place. Ces motifs sont ensuite transférés dans le verre par gravure ionique réactive. Les étapes de fabrication d'un réseau de Bragg sur verre sont schématisées sur la figure 4-13.

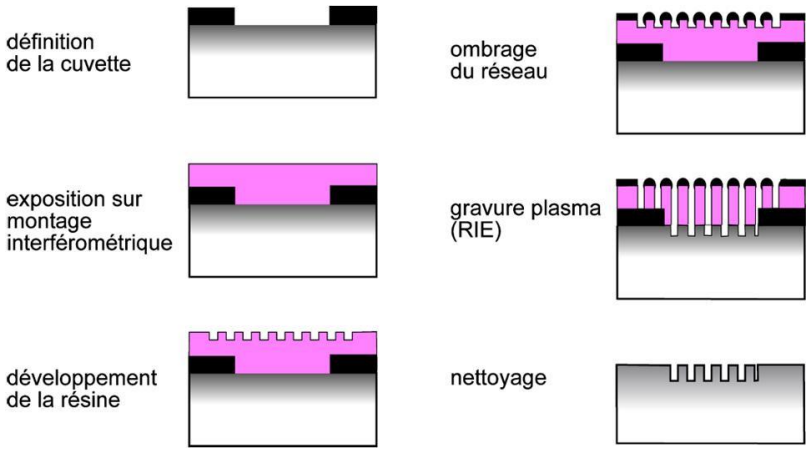


figure 4-13 : Etapes de fabrication d'un réseau de Bragg sur un substrat de verre, d'après [121].

Un masque en aluminium, délimitant la zone (ou cuvette) où l'on souhaite créer le réseau de Bragg, est défini sur le substrat de verre par une étape de photolithographie. Une couche de résine photosensible y est ensuite déposée.

L'étape d'inscription du réseau de Bragg dans la résine est réalisée avec un montage interférométrique à miroir de Lloyd, schématisé sur la figure 4-14.

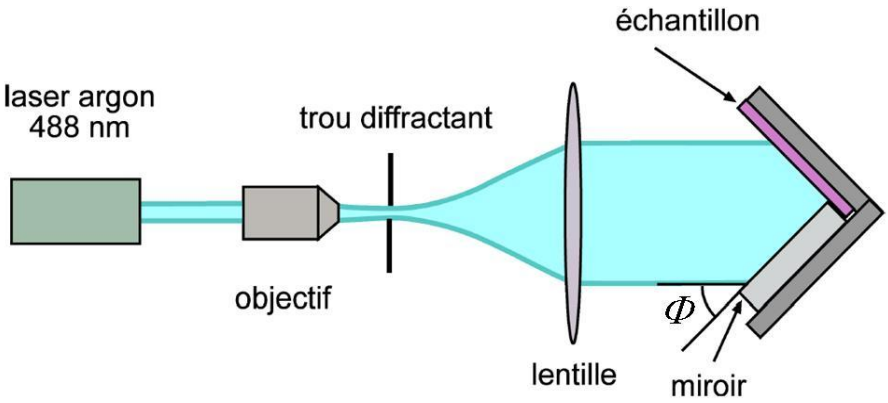


figure 4-14 : Montage interférométrique à miroir de Lloyd permettant l'inscription des réseaux dans la résine, d'après [121].

La lumière collimatée issue d'un laser Argon émettant à $\lambda = 488$ nm est focalisée au centre d'un trou diffractant de 10 µm de diamètre grâce à un objectif de microscope de grandissement 60. Le trou diffractant agit comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales et permet d'obtenir un faisceau homogène en puissance après la lentille de collimation. Celle-ci est une lentille plano-convexe de focale 280 mm et de diamètre 900 mm. Le faisceau ainsi obtenu présente une homogénéité en puissance de 80 % sur un cercle de 6 cm de diamètre. Il illumine une équerre sur laquelle sont fixés, sur un des bras, un miroir plan, et sur l'autre bras, l'échantillon à insoler.

L'échantillon est ainsi éclairé par deux faisceaux : celui réfléchi par le miroir et le faisceau direct. Un réseau de franges est créé et la résine est insolée sur les franges claires. L'interfrange, et donc le pas du réseau Λ, peut être réglé grâce à l'angle ϕ entre l'axe optique et le miroir, selon l'équation :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin\phi} \tag{4.5}$$

Après l'insolation, l'échantillon est placé dans un bain de développeur qui dissout la résine insolée. La durée du développement est optimisée afin de maximiser la hauteur des

crêtes du réseau. Cette hauteur est limitée par le rapport de forme critique à partir duquel les traits de résine ont tendance à s'effondrer ou à se décoller.

Avant le transfert du réseau inscrit dans la résine vers le verre, une étape (dite d'ombrage) de protection des crêtes du réseau dans la résine est nécessaire afin de pouvoir définir une profondeur suffisante de gravure dans le verre. En effet, avec le procédé de gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) développé par le CIME[8] et employé dans cette étude, la sélectivité de gravure du verre par rapport à la résine est de 10. Comme la résine possède une hauteur de 500 nm, la hauteur maximale des creux du réseau dans le verre est limitée à 50 nm.

Pour augmenter cette profondeur, de l'aluminium, résistant à la gravure, est déposé sur les crêtes du réseau. En inclinant l'échantillon lors de l'évaporation de l'aluminium, il est possible de ne recouvrir que les crêtes du réseau. Celles-ci sont alors protégées pendant la gravure, ce qui permet ainsi d'obtenir des profondeurs de sillons pour les réseaux de l'ordre de 500 nm [121].

4.3.3. Inscription du réseau dans la résine

La réalisation de réseaux réfléchissant à $\lambda = 980$ nm nécessite d'abaisser le pas du réseau vers 320 nm. La résine employée (Microposit S1805 G2 fabriquée par Rohm & Hass) n'étant qualifiée que pour des motifs de dimensions supérieurs à 500 nm (et donc des pas de 1 µm), il a fallu mener une étude sur le procédé de fabrication afin de pouvoir travailler avec une dimension trois fois plus petite que la résolution de la résine.

Tout d'abord, l'angle ϕ entre le faisceau et le miroir a été modifié selon la relation (4.5) afin d'obtenir le pas voulu pour la figure d'interférence. Les durées de recuit de la résine, d'insolation et de développement ont alors été optimisées afin de maximiser l'efficacité de diffraction du réseau. La topologie du réseau de Bragg obtenu dans la résine a ensuite été mesurée par un microscope à force atomique. La figure 4-15 présente une image et une coupe du réseau ainsi obtenu.

[8] Le CIME est l'acronyme du Centre Interuniversitaire de Micro-Electronique.

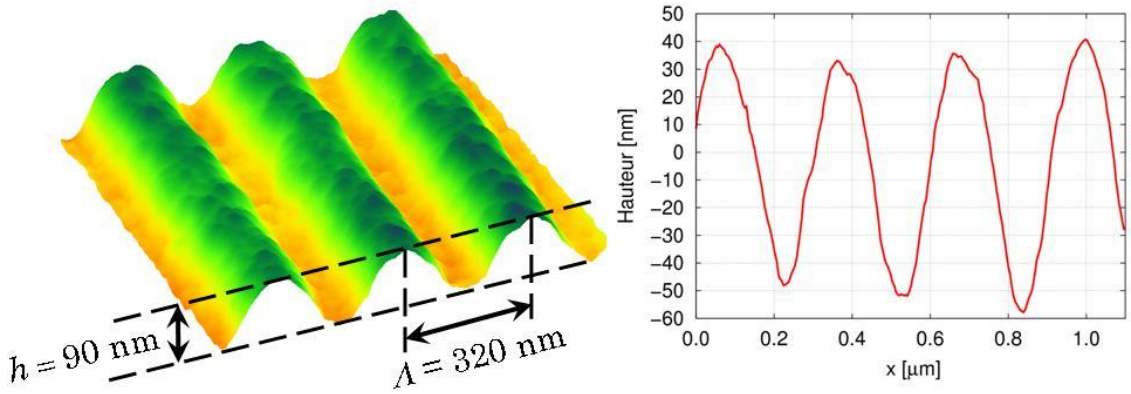


figure 4-15 : Image AFM du réseau inscrit dans la résine.

Le réseau présente des traits bien définis, homogènes et espacés régulièrement de 320 nm. Ces premières mesures démontrent la faisabilité de réseau de pas proches de 320 nm dans cette résine. Cependant, seul 90 nm des 500 nm de l'épaisseur de la résine ont pu être développés. Les traits de résine, de 160 nm de large, ont effet tendance à s'effondrer ou à se décoller lors du développement. Les résultats montrent donc la difficulté d'obtenir un développement complet de la résine pour des pas fortement sub-micrométriques.

Pour résoudre ce problème, une solution est d'utiliser une résine photo-sensible permettant de définir des motifs de dimensions plus faibles. Ainsi, les traits de résine formant les crêtes du réseau s'effondreront moins facilement. Cependant, les nombreux paramètres (adhérence de la résine sur le verre, technique de dépôt, température de recuit, longueur d'onde d'insolation, solution de développement à utiliser, compatibilité avec les autres procédés de la salle blanche) liés à ce développement ont empêché de trouver une résine commerciale satisfaisante.

Pour augmenter la profondeur du réseau inscriptible dans la résine, nous avons donc choisi de modifier le banc d'inscription. En effet, le laser Argon émet à une longueur d'onde de 488 nm, qui est en queue d'absorption de la résine employée, comme le montre la figure 4-16.

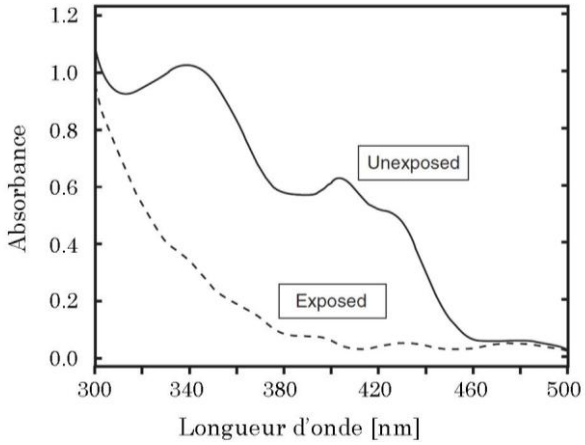


figure 4-16 : Evolution de l'absorbance de la résine employée (insolée et non insolée) en fonction de la longueur d'onde, d'après [122].

Dans le procédé employé à l'IMEP-LaHC, cette faible absorption est compensée par un temps d'exposition long, ce qui augmente le risque de brouillage des interférences dû aux vibrations du banc et par une puissance optique élevée, qui détériore le filtre optique. De plus, la résine possède la même absorbance qu'elle soit insolée ou non, ce qui peut limiter la profondeur sur laquelle elle est insolée.

Comme le montre la figure 4-16, la réponse de la résine est optimisée pour une insolation avec une longueur d'onde proche de 400 nm. Nous avons donc remplacé le laser Argon par une diode laser « bleue » de la société Toptica émettant 50 mW à la longueur d'onde de 405 nm avec une longueur de cohérence de 25 m.

De plus, nous avons cherché à améliorer l'homogénéité du faisceau d'inscription en remplaçant la lentille plano-convexe par un doublet achromatique, qui minimise l'aberration sphérique et la coma.

Ce nouveau montage a permis d'obtenir un faisceau collimaté de diamètre 6 cm présentant un écart relatif en puissance entre le centre et les bords du faisceau de 89 % en vertical et 83 % en horizontal. De plus, aucun défaut de planéité de front d'onde n'est observable sur l'interféromètre à décalage latéral utilisé pour contrôler ce front.

En optimisant alors les durées de recuit, d'insolation et de développement de la résine, un réseau d'une profondeur de 190 nm a été obtenu dans la résine. La figure 4-17 montre l'image AFM et le profil du réseau.

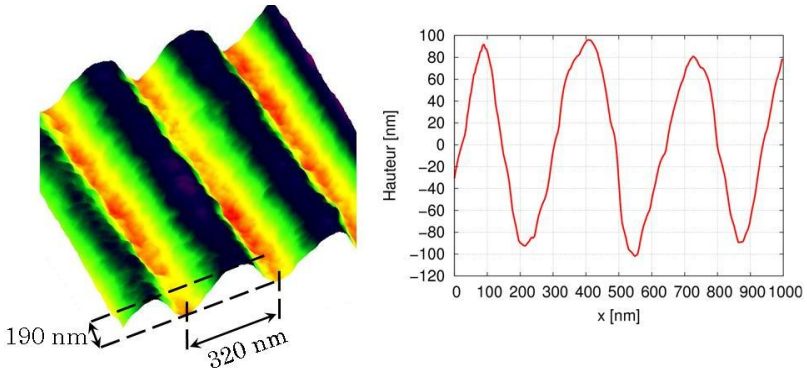


figure 4-17 : Image AFM et coupe du réseau de Bragg dans la résine obtenu après optimisation du banc.

Pour un même pas de 320 nm, le réseau ainsi créé est deux fois plus profond que celui obtenu avec le montage précédent. Cette profondeur offre une meilleure tolérance sur l'angle nécessaire pour ombrer le réseau. Le transfert de ce réseau dans le verre, réalisé par une étape d'ombrage des crêtes suivi d'une étape de gravure ionique, a donc pu être envisagé.

4.3.4. Transfert du réseau de la résine dans le verre

Quarante nanomètres d'aluminium ont été déposés sur les crêtes du réseau grâce à un angle de 30 ° entre la direction du flux d'aluminium et la plaquette. Une gravure ionique réactive à base de SF_6 et de CHF_3 d'une durée de 40 min a ensuite été réalisée. L'échantillon a finalement été nettoyé pour retirer l'aluminium et la résine résiduelle. La figure 4-18 montre les images obtenues par AFM du réseau gravé dans le verre.

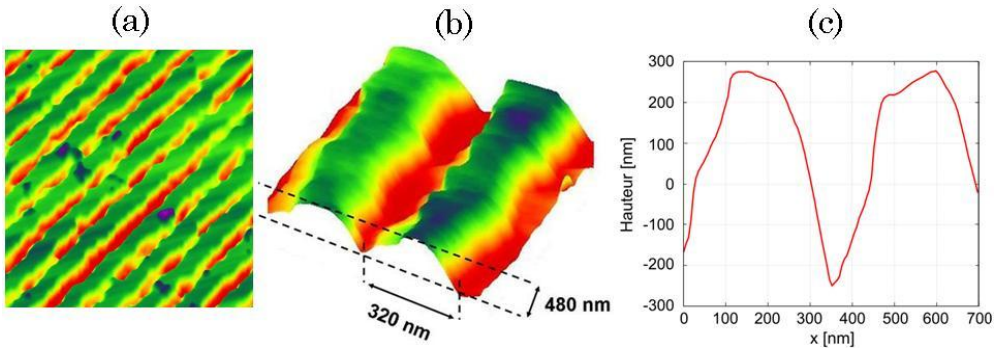


figure 4-18 : Image AFM de la surface du verre **(a)**, zoom sur une période **(b)** et profil du réseau **(c)**.

Le réseau a conservé la même période de 320 nm et il est désormais profond de 480 nm. La pente du profil du réseau est en tout point inférieure à celle du cône de la pointe AFM (Q-AR5 de NanoWorld) et le rayon de courbure de la pointe est inférieur à 10 nm. La mesure est donc correcte et la forme obtenue est bien celle du réseau.

Cette mesure démontre ainsi la faisabilité des réseaux de Bragg sur verre de pas de 320 nm, adaptés à une réflexion à la longueur d'onde de 980 nm.

4.4. Réalisation d'un guide d'onde de Bragg

L'étape suivante a donc consisté à réaliser un guide d'onde de Bragg dont le spectre de réflexion du réseau possède la réflectivité et la largeur spectrale adaptées au verrouillage la diode laser.

En effet, comme détaillé dans le chapitre 2, le réseau doit présenter, sur une bande spectrale, une réflectivité suffisante afin de favoriser l'émission de plusieurs modes longitudinaux. L'évolution théorique du champ électrique se propageant dans un guide d'onde de Bragg, qui permet de calculer les spectres de réflexion et de transmission, est donc d'abord présentée.

Le dimensionnement du réseau de Bragg, s'appuyant sur cette théorie, est ensuite effectué puis la fabrication et la caractérisation des guides de Bragg sont finalement exposées.

4.4.1. Réflectivité autour de la longueur d'onde de Bragg

L'évolution du champ électrique se propageant dans un guide d'onde de Bragg peut être modélisée grâce à la méthode des modes couplés. Le réseau y est considéré comme une perturbation du guide d'onde et son effet est alors de coupler une partie de l'énergie se propageant dans un sens vers l'autre sens de propagation. Deux ondes guidées sont donc présentes : l'une (E^+) dans le sens des z croissants et l'autre (E^-) dans le sens opposé.

On suppose que l'amplitude du champ électrique injectée en entrée du guide de Bragg vaut $E^+(z = 0) = E_0$ et qu'aucune onde n'est injectée de l'autre côté : $E^-(z = L_B) = 0$, où L_B est la longueur du réseau. L'évolution de l'enveloppe lentement variable $\mathcal{E}^-$ du champ se propageant selon l'axe $-z$ s'écrit alors [98] :

$$\mathcal{E}^-(z) = E_0 \frac{j\kappa \sinh\left[\Omega\left(z - L_B\right)\right]\exp\left(j\delta k z\right)}{\Omega\cosh\left(\Omega L_B\right) - j\delta k \sinh\left(\Omega L_B\right)} \tag{4.6}$$

où :

- $\delta k = 2\pi n_{eff}(\lambda_B^{-1} - \lambda_0^{-1})$,

- $\kappa = \pi / \lambda_0 / n_{eff} \times \eta_B$ est le coefficient de couplage du réseau. Le coefficient η_B représente l'interaction entre le réseau et l'intensité du mode guidé multipliée par la différence entre l'indice des creux (air) et des crêtes du réseau (verre).
- $\Omega = (\kappa^2 - \delta k^2)^{1/2}$.

La réflexion du réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde est alors donnée par :

$$R(\lambda_0) = \left| \frac{\mathcal{E}^-(z=0,\lambda_0)}{E_0} \right|^2 \tag{4.7}$$

Lorsque $\lambda_0 = \lambda_B$ ($\delta k = 0$), cette équation se simplifie en :

$$R(\lambda_B) = R_B = \tanh^2(\kappa L_B) \tag{4.8}$$

Pour une longueur d'onde de Bragg fixée, un réseau de Bragg est ainsi caractérisé par son coefficient de couplage κ et sa longueur L_B. La figure 4-19 présente l'évolution de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour deux réseaux de Bragg possédant un produit $\kappa \times L_B = 1$.

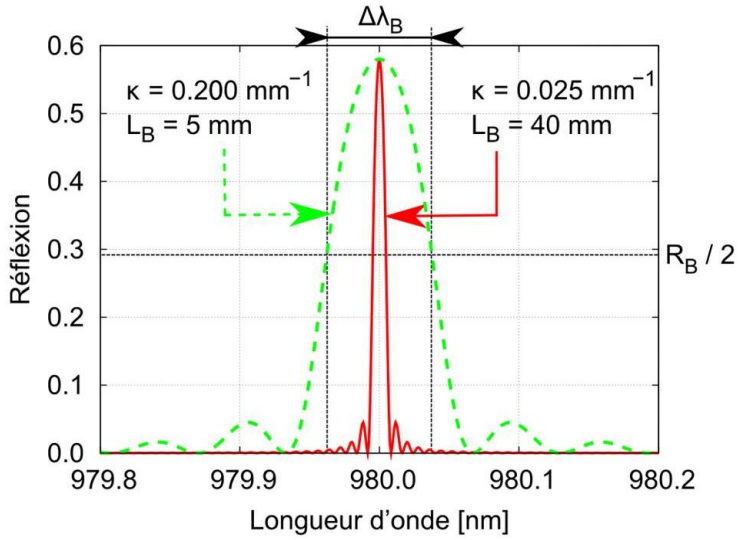


figure 4-19 : Spectre de réflexion de deux réseaux de Bragg possédant un produit $\kappa \times L_B = 1$.

L'un, en trait plein, possède une longueur de 4 cm et un coefficient de couplage $\kappa = 0{,}025$ mm^{-1}. La largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ du spectre de réflexion de ce réseau vaut 10 pm. L'autre exemple de réseau, dont le spectre de réflexion est représenté en pointillé, possède une longueur plus courte (5 mm) et un coefficient de couplage plus élevé ($\kappa = 0{,}2$ mm^{-1}). La largeur à mi-hauteur de son spectre de réflexion vaut $\Delta\lambda_B = 76$ pm. Ainsi, pour une réflectivité donnée par le produit $\kappa \times L_B$, l'ajustement du coefficient de couplage et de la longueur du réseau permet de contrôler la largeur du spectre du réseau de Bragg.

La figure 4-20 (a) donne l'évolution de la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ du spectre de réflexion en fonction de la longueur du réseau pour deux coefficients de couplage, $\kappa = 0{,}1$ mm^{-1} et $\kappa = 0{,}5$ mm^{-1}.

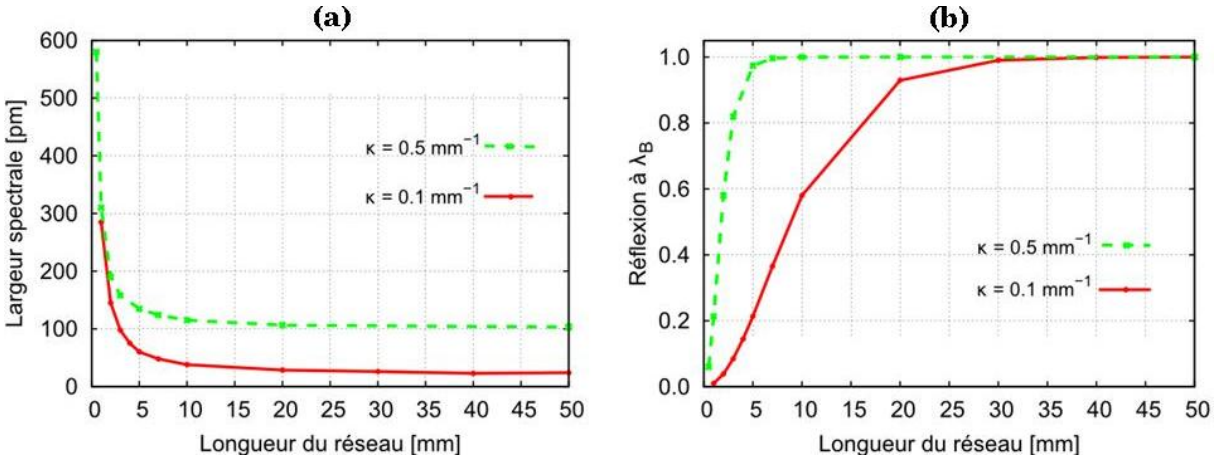


figure 4-20 : Evolutions de la largeur à mi-hauteur du spectre de réflexion **(a)** et de la réflexion à la longueur d'onde de Bragg **(b)** en fonction de la longueur du réseau pour deux coefficients de couplage.

Lorsque la longueur du réseau augmente, la largeur du spectre diminue rapidement puis tend vers un minimum égal à $\lambda_B^2 \times \kappa / \pi / n_{eff}$ lorsque $(\kappa \times L_B / \pi)^2 >> 1$ [123]. En effet, la largeur spectrale réfléchie est liée aux interférences multiples qui ont lieu à chaque pas du réseau. Elle diminue donc à mesure que la longueur du réseau augmente car le nombre d'ondes réfléchies augmente aussi ce qui rend la condition d'accord de phase plus stricte. Cependant, lorsque la longueur du réseau est suffisante pour que la quasi-totalité de la puissance soit réfléchie, la largeur spectrale ne diminue plus et atteint un minimum.

Cette explication peut être confirmée en observant l'évolution de la réflexion R_B à la longueur d'onde de Bragg en fonction de la longueur du réseau, qui est montrée sur la figure 4-20 (b). Le coefficient de réflexion augmente rapidement avec la longueur du réseau et tend vers l'unité lorsque le critère $(\kappa \times L_B / \pi)^2 >> 1$ est satisfait. On a alors $L_B >> 6$ mm pour la courbe en pointillée et $L_B >> 31$ mm pour la courbe en trait plein.

4.4.2. Dimensionnement

Les résultats obtenus dans la partie 4.2.2 ont montré qu'un réseau de Bragg fibré avec une réflectivité de 80 % permet de stabiliser la diode laser sur une largeur spectrale d'environ 0,28 nm. Les caractéristiques de l'émission obtenues avec ce réseau vont être

exploitées afin d'obtenir la même rétroaction optique dans le cas où le réseau est intégré sur le guide de sortie.

En premier lieu, cette intégration permet de supprimer de la cavité externe les pertes par couplage entre le guide et la fibre. On a alors $\alpha_c^{HI} = 1$ et la réflectivité R_B du réseau de Bragg peut être diminuée selon l'équation (4.1) en conservant un produit $(\alpha_c \times \alpha_c^{HI})^2 \times R_B$ constant. Ce produit vaut (0,017 ± 0,005) dans le cas du verrouillage fibré. On trouve alors $R_B = (40 \pm 12)$ % dans le cas du verrouillage intégrée. En ajoutant l'incertitude à la valeur de la réflectivité afin de garantir une marge, la valeur retenue est de 52 %.

Par ailleurs, on souhaite une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_B$ de 1,0 nm (voir la partie 2.5.3. du chapitre 2). Ces deux spécifications, $R_B = 52$ % et $\Delta\lambda_B = 1{,}0$ nm, fixent les paramètres κ et L_B du réseau. Le spectre de réflexion obtenu pour $\kappa = 2{,}52$ mm^{-1} et $L_B = 0{,}36$ mm et tracé sur la figure 4-21 possède les caractéristiques souhaitées avec la longueur d'onde de Bragg de $\lambda_B = 979{,}0$ nm.

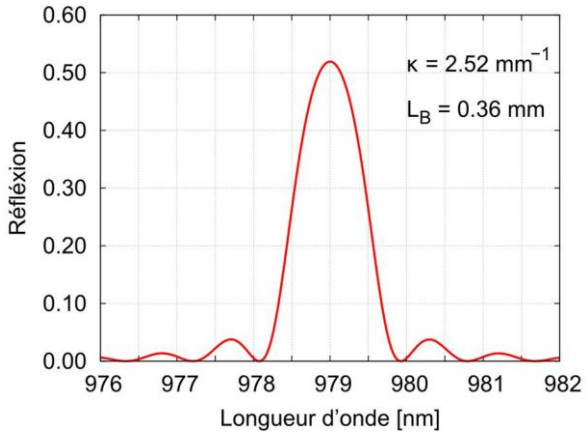


figure 4-21 : Spectre de réflexion du réseau de Bragg dimensionné.

Cependant, la longueur de 360 µm du réseau ainsi dimensionné est trop courte pour permettre de réaliser un réseau homogène. En effet, des réflexions parasites sont occasionnées par la cuvette en aluminium lors de l'inscription du réseau et leur influence devient trop importante pour de si courtes longueurs. Il n'est ainsi pas possible d'obtenir un réseau avec une largeur spectrale de 1,0 nm adaptée à notre application.

Si on suppose qu'une longueur de 5 mm est suffisante pour minimiser l'influence des effets de bords de la cuvette, le coefficient de couplage du réseau doit être diminué à 0,18 mm^{-1} pour obtenir un produit $\kappa \times L_B$ constant. La largeur spectrale à mi-hauteur de ce réseau vaut alors 72 pm.

On doit alors calculer la largeur spectrale émise par la diode que permet de stabiliser ce réseau. Pour cela, les largeurs spectrales $\Delta\lambda$ obtenues lors du verrouillage fibré sont utilisées. Elles sont comprises entre $(0{,}20 \pm 0{,}08)$ nm et $(0{,}36 \pm 0{,}08)$ nm. Connaissant la réflectivité (81 %) et la largeur à mi-hauteur (0,64 nm) de ce réseau fibré, la différence de gain au seuil normalisé qui permet d'obtenir ces largeurs spectrales peut être calculée. La borne inférieure pour cette différence est obtenue pour $\Delta\lambda = 0{,}12$ nm et vaut en unité absolue : $\hat{\gamma}_e - \hat{\gamma}_s \leq -4{,}844 \times 10^{-3}$.

On remonte ensuite à la largeur spectrale stabilisée par le réseau de Bragg intégré en calculant la bande spectrale pour laquelle cette inégalité est vérifiée. On trouve alors que la diode laser est verrouillée sur un spectre large de 0,07 nm. Selon l'équation (4.2), la longueur de la cavité externe doit être supérieure à 45 cm pour obtenir les cent modes longitudinaux nécessaires à la réduction du bruit basse-fréquence de la diode de pompe.

Cette longueur peut être atteinte en enroulant le guide d'onde sur lui-même [124]. Cependant, les contraintes supplémentaires qu'ajoute cet enroulement ne sont pas compatibles avec la réalisation d'un premier démonstrateur. En effet, les courbures peuvent impliquer des pertes supplémentaires et empêcher le verrouillage de la diode. Par ailleurs, une étude du rayon de courbure minimal doit être entreprise afin de minimiser l'encombrement du dispositif. L'objectif de ce travail étant avant tout de réaliser un premier démonstrateur, l'allongement de la cavité externe sera envisagé dans un second temps.

Il a donc été décidé de conserver la longueur de la cavité externe initialement prévue de 3 cm. Ceci réduit le nombre de modes longitudinaux stabilisés à $\mathcal{L} = 6$ avec une largeur spectrale de 0,07 nm. La présence de seulement six modes longitudinaux implique un bruit du module de pompe plus fort mais ne remet pas en cause l'émission multimode nécessaire au régime d'effondrement de cohérence recherché.

Le tableau 4-1 résume les caractéristiques du guide d'onde de Bragg dimensionné ainsi que les caractéristiques de l'émission attendues pour la diode laser à ruban large une fois stabilisée.

Guide d'ondes de Bragg				**Emission stabilisée**		
L_B	κ	R_B	$\Delta\lambda_B$	$\Delta\lambda$	L_{ext}	$\mathcal{L}$
5 mm	0,18 mm^{-1}	52 %	0,072 nm	0,07 nm	3 cm	6

tableau 4-1 : Résumé des paramètres du guide d'onde de Bragg et des caractéristiques attendues pour l'émission de la diode laser stabilisée par ce réseau.

4.4.3. Caractérisations

Afin de valider le fonctionnement du guide d'onde de Bragg, il convient de réaliser un réseau de Bragg sur un guide d'onde de largeur constante. Celui-ci a été obtenu avec un échange sous champ sélectif, afin de reproduire au plus près les conditions dans lesquelles la sortie monomode du convertisseur est réalisée.

Les étapes de fabrication d'un réseau de Bragg sur un guide d'onde obtenu par échange sous champ sélectif sont schématisées sur la figure 4-22.

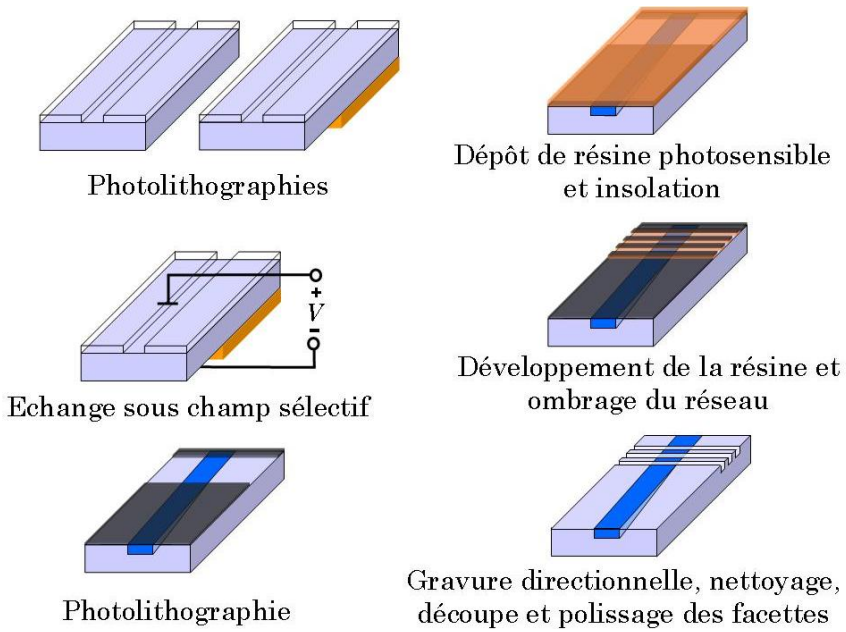


figure 4-22 : Etapes de fabrication du guide d'onde de Bragg.

Tout d'abord, deux étapes de photolithographies délimitent en face avant les largeurs des guides d'ondes et en face arrière la zone où le champ électrique est appliqué durant l'échange sous champ. Le masque de lithographie comporte des fenêtres de largeurs comprises entre 0,5 µm et 100 µm.

Une cuvette en aluminium est ensuite définie sur la partie thermique de l'échange sous champ sélectif afin de délimiter l'emplacement du réseau. Elle permet de fixer les différentes longueurs du réseau, qui ont été paramétrées entre 6 mm et 20 mm. De la résine photosensible est déposée sur la puce de verre, puis elle est insolée grâce au montage interférométrique. Une trempe dans un bain de développeur permet alors d'inscrire le réseau dans la résine. Ce dernier est finalement ombré puis le verre est gravé par RIE.

La gravure a duré 25 min et le pas du réseau obtenu vaut (322,7 ± 0,3) nm. Cette valeur est proche du pas de 321,8 nm souhaité et permet d'étudier la rétroaction à une longueur d'onde proche de celle désirée (979,0 nm).

La figure 4-23 présente le banc utilisé pour la caractérisation spectrale des réseaux de Bragg.

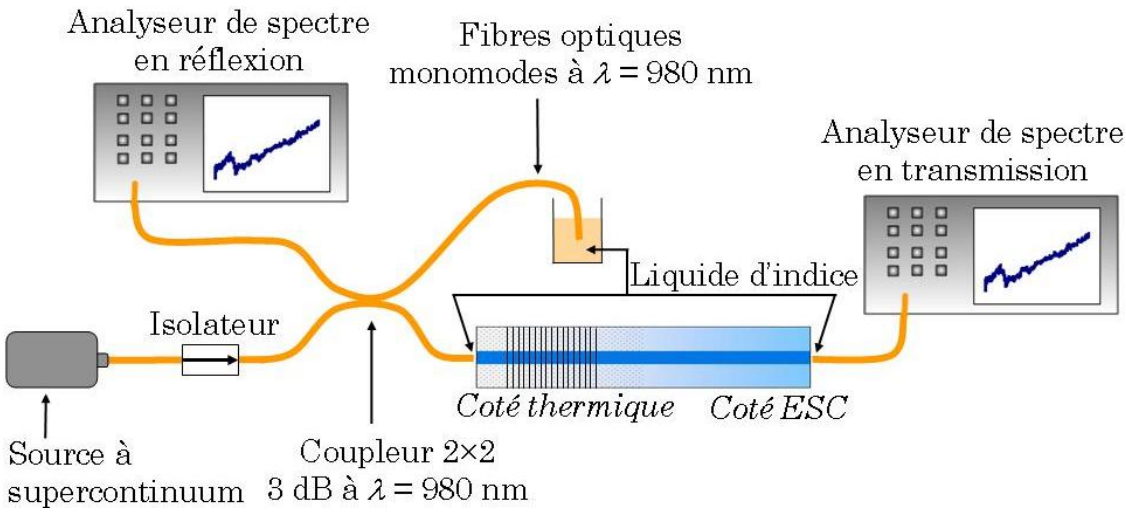


figure 4-23 : Banc de caractérisation de la transmission et de la réflexion spectrales d'un guide d'onde de Bragg.

Ce banc permet de mesurer à la fois la réflexion et la transmission spectrale du réseau. La mesure du spectre de réflexion permet d'utiliser au mieux la dynamique de l'analyseur de spectre optique tandis que la mesure du spectre en transmission permet de distinguer une réflexion parasite d'une réflexion de Bragg.

La source utilisée est une source à supercontinuum monomode dont le spectre s'étend de 300 nm à 2400 nm. La mesure du spectre en réflexion est réalisée en utilisant un coupleur fibré 2 × 2 présentant un couplage de 3 dB à $\lambda = 980$ nm placé entre la source et l'entrée de l'échantillon. Les interfaces où des réflexions parasites peuvent survenir doivent être recouvertes d'un liquide dont l'indice de réfraction est proche de celui du verre afin de diminuer les réflexions de Fresnel sur les interfaces, qui peuvent fausser les mesures.

Les spectres de transmission et de réflexion obtenus pour un guide d'onde de largeur $w = 2{,}0$ µm et une longueur de réseau $L_B = 6$ mm sont représentés sur la figure 4-24. Ils ont été obtenus avec une résolution de 0,1 nm.

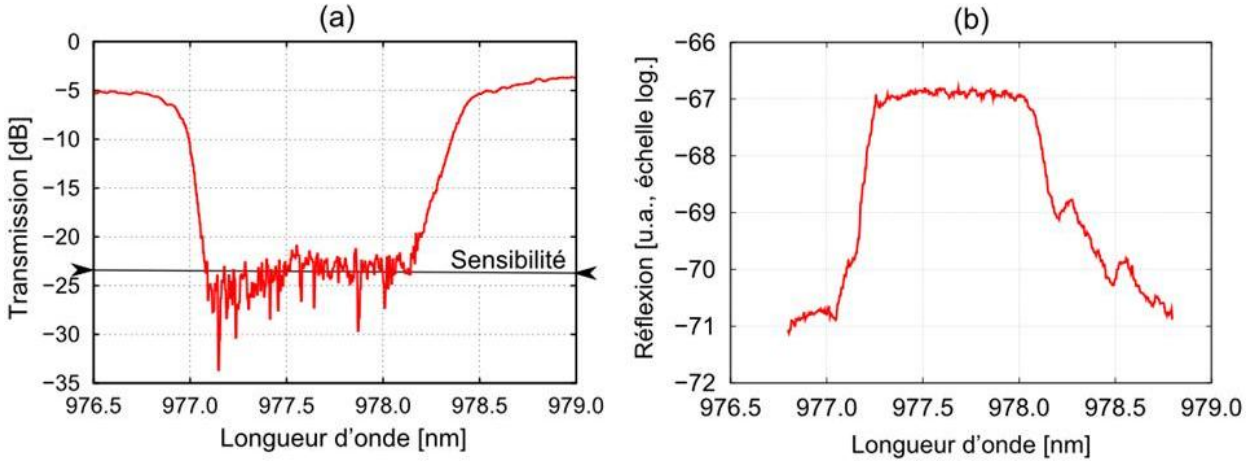


figure 4-24 : Courbes de transmission et de réflexion du guide d'onde de Bragg de largeur w = 2 µm.

La longueur d'onde de Bragg obtenue est située à (977,6 ± 0,5) nm. Elle correspond à un indice effectif de (1,515 ± 0,002). La différence avec l'indice effectif obtenu en simulation (de 1,521) peut être expliquée par une variabilité dans les procédés de réalisation et par l'incertitude portant sur les paramètres utilisés pour la modélisation de l'échange d'ions.

Le pic dans le spectre de transmission du réseau n'est pas résolu. La mesure du spectre obtenu en réflexion, visible sur la figure 4-24 (b), montre également que la réflexion à la longueur d'onde de Bragg est très élevée. En effet, la densité de puissance obtenue, de -67,0 dBm / 0,1 nm, correspond à celle de la source (-57,9 dBm / 0,1 nm) à laquelle sont soustraites les pertes (2 × (3,2 ± 0,2) dB) dues au coupleur à cette longueur d'onde et les pertes (2 × (1,6 ± 0,5) dB) dues au couplage entre le guide et la fibre. Cette analyse est confirmée par la forme rectangulaire du spectre qui est caractéristique d'un réseau de réflectivité saturée avec un coefficient d'interaction κ élevé.

Ces mesures montrent donc que le coefficient de réflexion à la longueur d'onde de Bragg est proche de 1. Cette réflectivité doit donc être diminuée afin d'atteindre les 52 % de réflexion souhaitée. Pour cela, la durée de gravure du verre a été raccourcie.

La durée de gravure doit cependant être supérieure au temps nécessaire pour graver la résine résiduelle dans les creux du réseau. Une durée totale de 12 min, incluant 4 min de gravure de la résine résiduelle et 8 min de gravure du verre permet de réduire la profondeur du réseau d'un facteur 2,5 tout en garantissant l'inscription du réseau dans le verre.

4.5. Verrouillage intégré d'une diode laser ruban

Un guide d'onde de Bragg réfléchissant la longueur d'onde souhaitée ayant été réalisé, la réalisation du composant complet a pu être envisagée. Le procédé de réalisation est similaire à celui présenté sur la figure 4-22 : la seule différence est l'utilisation d'un masque de lithographie comportant des épanouisseurs dont les largeurs de fenêtre pour la sortie étroite sont comprises entre 0,5 µm et 2 µm. Ces épanouisseurs ont des formes linéaires, exponentielles ou paraboliques et leur longueur L_{epa} est comprise entre 10 mm et 25 mm. L'échange d'ions a duré 4 min à une température de 270 °C et sous une tension de 150 V. La temps de sortie de la plaquette du four d'échange d'ions a été de 1 min.

Un réseau de Bragg avec un pas de $\Lambda = (322{,}5 \pm 0{,}2)$ nm a ensuite été inscrit sur le guide d'onde de sortie. La gravure par RIE a duré 12 min. Les différentes longueurs de réseau réalisées sont égales à 6 mm, 11 mm, 15 mm et 19 mm.

4.5.1. Caractérisation du verrouillage

4.5.1.1. Spectre de transmission du réseau

Afin de pouvoir caractériser les réseaux réalisés, le masque de lithographie comporte aussi des guides d'ondes canaux de référence sur lesquels est également inscrit un réseau de Bragg.

Ainsi, la figure 4-25 présente le spectre en transmission d'un guide d'onde de Bragg de fenêtre de diffusion de 2 µm et de longueur de réseau de 6 mm.

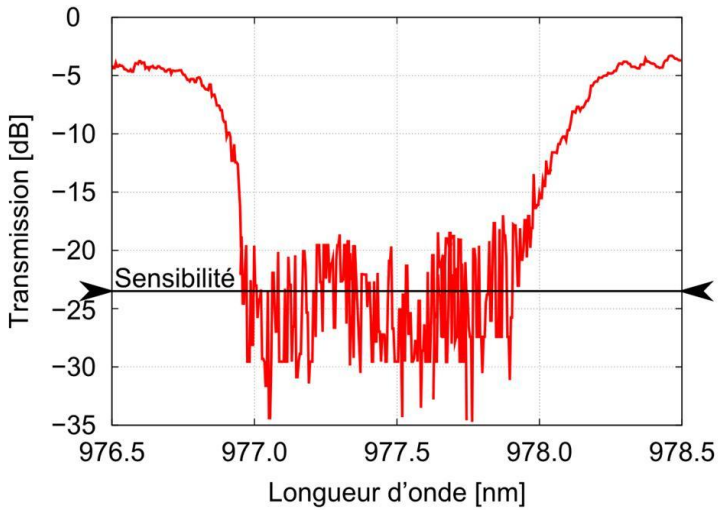


figure 4-25 : Spectre de transmission normalisé du guide d'onde de Bragg obtenu avec une gravure de 12 min.

La longueur d'onde de Bragg est située à (977,4 ± 0,4) nm. La mesure de la réflectivité est toujours limitée par la sensibilité de l'analyseur de spectre. La borne inférieure de la transmission est de $T(\lambda_B) \leq -19$ dB, soit plus de 98,7 % de réflexion comme celle de l'échantillon précédent. Néanmoins, la largeur spectrale de la transmission de ce réseau plus faible que celle de l'échantillon précédent indique que le réseau est moins saturé, ce qui est cohérent avec un réseau moins profond et donc un coefficient de couplage plus faible.

La réflectivité à la longueur d'onde de Bragg est plus grande que les 52 % souhaités. La puissance, principalement stockée dans la cavité externe, sera ainsi faible en sortie mais le spectre d'émission pourra être observé. Cet échantillon permet donc d'étudier l'influence de la rétroaction sur la diode laser à ruban large.

4.5.1.2. Démonstration du verrouillage intégré

Des mesures identiques à celles effectuées pour étudier le verrouillage fibré ont été réalisées. Le banc de caractérisation du spectre en sortie du dispositif est représenté sur la figure 4-26.

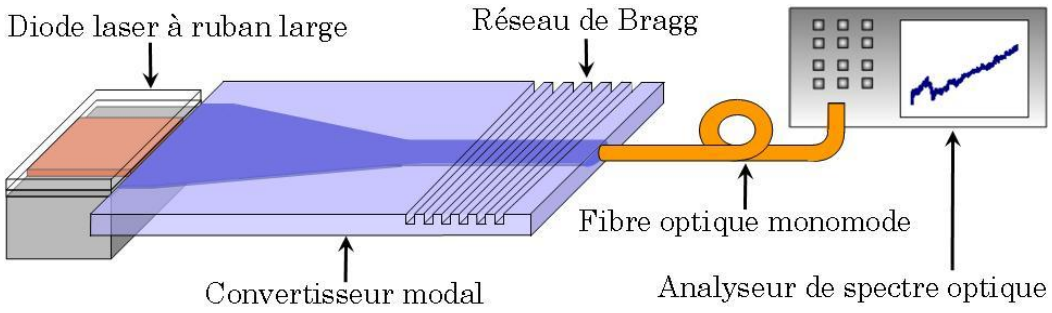


figure 4-26 : Banc de caractérisation du verrouillage de la diode avec un réseau de Bragg intégré sur la sortie du convertisseur modal.

Le champ émis par la diode laser à ruban est couplé dans l'entrée du convertisseur modal et le champ présent en sortie du réseau de Bragg est récupéré par une fibre optique monomode et dirigé vers un analyseur de spectre.

Plusieurs convertisseurs ont été testés. La majorité d'entre eux n'a pas permis d'obtenir la stabilisation de la longueur d'onde recherchée. La figure 4-27 présente en exemple les spectres d'émission obtenus en sortie d'un dispositif utilisant un épanouisseur linéaire long de 20 mm et dont la fenêtre de sortie est large de 2 µm. Les spectres ont été obtenus pour trois courants d'alimentation différents : $I = \{0{,}2 ; 0{,}3 ; 1{,}5\}$ A.

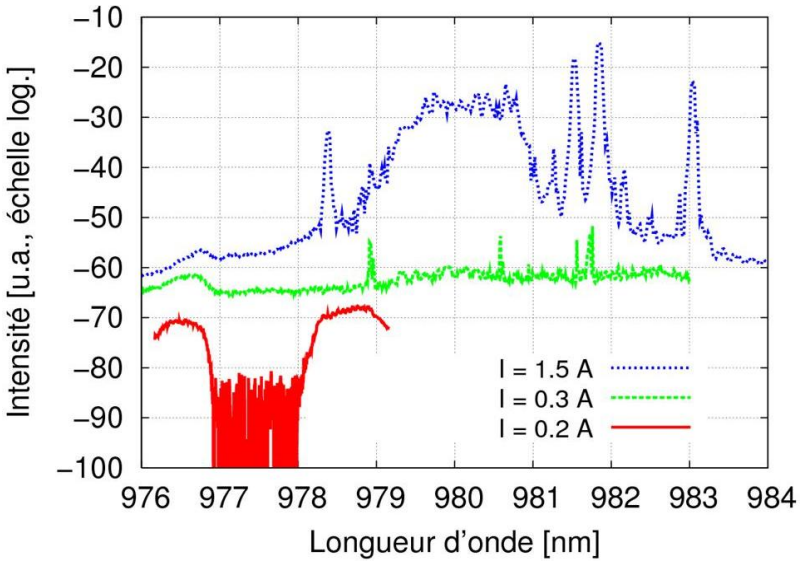


figure 4-27 : Spectres d'émission obtenus en sortie d'un dispositif non stabilisé par la cavité pour trois courants d'alimentation différents.

Pour $I = 0{,}2$ A, le creux de transmission du réseau de Bragg est visible dans l'émission spontanée amplifiée de la diode laser. Lorsque le courant est augmenté, la profondeur du creux est diminuée ce qui signifie que ces longueurs d'ondes supportent une partie de la puissance. Cependant, quel que soit le courant d'alimentation, des pics d'émission sont présents à des longueurs d'ondes non réfléchis par le réseau.

Cela peut être expliqué par le fait que le mode renvoyé dans la diode par l'entrée du convertisseur présente une distribution inhomogène qui n'est pas adapté au verrouillage d'un seul mode transverse. De plus, la cavité externe très fermée augmente la densité de puissance dans la diode laser, ce qui favorise le brûlage spatial de gain et donc également une émission multimode.

Un épanouisseur a néanmoins permis de mesurer des spectres d'émission stables et ne présentant qu'un pic situé vers une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de Bragg. L'épanouisseur correspondant possède une forme exponentielle, une longueur de 20 mm et une largeur de fenêtre en sortie de 2 µm.

Les spectres mesurés en sortie de ce convertisseur sont présentés sur la figure 4-28 pour sept courants différents. La figure de droite rappelle les spectres émis par la diode laser sans rétroaction.

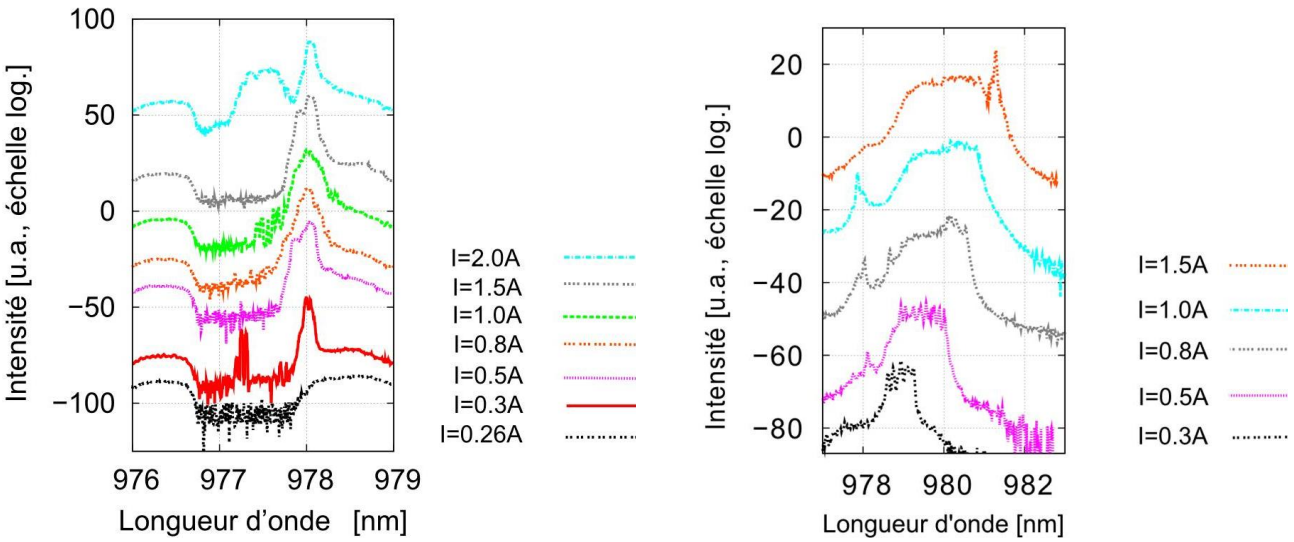


figure 4-28 : Spectres d'émission du dispositif et spectres d'émission de la diode laser à ruban large sans rétroaction. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale pour plus de lisibilité.

Entre $I = 0{,}3$ A et $I = 1{,}5$ A, l'émission spectrale est localisée sur un seul pic centré sur $\lambda = 978{,}0$ nm, qui correspond à une extrémité du creux de transmission du réseau de Bragg. La cavité externe stabilise donc bien l'émission de la diode laser à ruban large.

On peut remarquer que la stabilisation spectrale a lieu vers une longueur d'onde qui n'est pas située au minimum de transmission spectrale du réseau de Bragg. Ce résultat est surprenant puisque c'est dans le pic de réflexion que la rétroaction est la plus forte et donc que le gain au seuil est le plus faible comme nous l'avons observé lors de notre expérience de verrouillage fibré.

Cette différence de comportement peut être expliquée par la très forte réflectivité du réseau de Bragg inscrit sur le verre. Les longueurs d'ondes situées dans le creux de transmission du réseau sont quasiment entièrement réfléchies par le réseau et ne sont donc pas extraites du dispositif.

Ainsi, la diode laser peut être verrouillée autour de la longueur d'onde de Bragg mais la très forte réflectivité du réseau empêche d'obtenir une puissance en sortie qui soit suffisante pour être détectée.

Cette explication peut être confirmée en analysant le spectre d'émission obtenu lorsque $I = 260$ mA et présenté sur la figure 4-28. Il correspond à celui de la transmission du réseau de Bragg. Tout se passe comme si ce courant ne provoque pas l'effet laser, alors qu'il est supérieur au seuil ($I_s = 245$ mA) de la diode laser seule. L'augmentation du seuil laser n'est pas explicable dans notre cas car la rétroaction employée est placée au-delà de la longueur de cohérence de la

diode laser. On peut ainsi supposer que l'effet laser a bien lieu mais que la puissance extraite n'est pas suffisante pour dépasser la sensibilité de la détection au vu de la forte réflectivité du réseau.

Un pic laser a néanmoins été observé vers la longueur d'onde de Bragg pour $I = 0{,}3$ A. Il n'est cependant pas stable et disparait lorsque le courant est augmenté. Ce pic est à nouveau présent lorsque $I = 2$ A. A ce courant, la puissance émise est suffisamment forte pour pouvoir être en partie extraite et détectée. Entre ces deux courants, un seul pic, situé à $\lambda = 978{,}0$ nm, est visualisé. Ainsi, la diode laser émet deux bandes spectrales séparées, l'une centrée sur la longueur d'onde de Bragg et l'autre centrée sur $\lambda = 978{,}0$ nm. Cette dernière correspond à la bande spectrale qui présente le meilleur compromis entre le gain accessible, la rétroaction exercée et l'extraction de la puissance contrôlée par la réflectivité du miroir de la cavité externe.

Le dispositif semble ainsi émettre deux longueurs d'ondes distinctes qui correspondent vraisemblablement à deux modes transverses de la diode laser pouvant osciller dans la cavité double. L'origine de cette bimodicité est que la répartition d'amplitude du mode renvoyé dans la diode n'est pas adaptée à la sélection d'un unique mode transverse.

Le pic centré sur $\lambda = 978{,}0$ nm possède une largeur à -20 dB qui est comprise entre 0,13 nm et 0,50 nm. La distance entre la facette de sortie de la diode et le début du réseau de Bragg, que l'on peut assimiler à la longueur de la cavité externe, vaut 25 mm. Ainsi, selon l'équation (4.2), l'émission de la diode laser verrouillée contient entre 10 et 39 modes longitudinaux en prenant un indice effectif de 1,515. La rétroaction exercée semble ainsi bien placer la diode laser dans le régime d'effondrement de cohérence, qui est celle recherchée pour l'application de pompage visée.

L'évolution de la longueur d'onde qui supporte le maximum de puissance en fonction du courant est représentée sur la figure 4-29 (a).

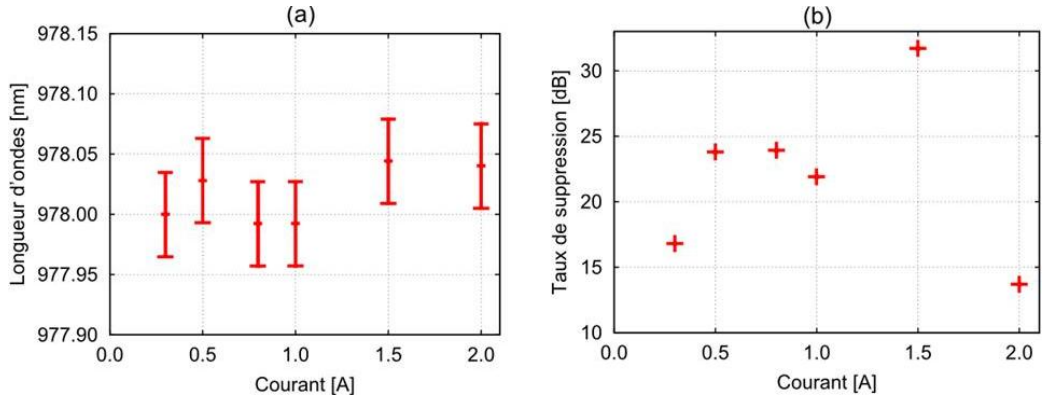


figure 4-29 : Evolutions de la longueur d'onde du pic d'émission **(a)** et du taux de suppression du mode secondaire **(b)** en fonction du courant.

La résolution de l'analyseur de spectre employée, de 0,07 nm, ne permet pas de quantifier la dérive de l'émission avec le courant. En tenant compte des incertitudes sur les longueurs d'ondes mesurées à $I = 0{,}3$ A et $I = 2$ A, la pente maximale de cette dérive vaut 0,07 nm.A^{-1}. Cette dérive est ainsi 25 fois moins marquée que celle de la diode laser sans rétroaction et cinq fois plus faible que celle mesurée lors du verrouillage fibré de la partie 4.2.2. Ce résultat démontre la stabilisation spectrale d'une diode laser à ruban large grâce à une cavité externe planaire.

La figure 4-29 (b) reporte l'évolution du taux de suppression du mode secondaire en fonction du courant. Comme dans le cas du verrouillage fibré, le taux de suppression augmente tout d'abord avec le courant, puis diminue entre 0,8 A et 1 A. Cependant, ce taux augmente à nouveau après 1 A et atteint son maximum de (31,70 ± 0,14) dB pour $I = 1{,}5$ A. Ces résultats confirment les suppositions faites à partir de la figure précédente. En effet, le verrouillage de la diode laser sur ce mode transverse semble être en compétition avec le verrouillage sur un autre mode, situé dans le creux de transmission du réseau de Bragg. Un taux de suppression plus faible, de 14 dB, est alors obtenu à un courant de 2 A. Ces valeurs de taux de suppression situées vers 20 dB sont comparables avec celles obtenues avec la fibre de Bragg et celles des dispositifs monomodes commerciaux.

La puissance en sortie du convertisseur vaut $P_s = (686 \pm 21)$ µW à un courant de 1,5 A, pour lequel le taux de suppression est le plus élevé. Cette valeur très faible est expliquée par le fait qu'un second mode supporte la majorité de la puissance dans la cavité. Celle-ci n'est cependant pas disponible car le réseau de Bragg réfléchit la quasi-totalité de cette puissance.

En résumé, ce premier dispositif tout intégré a permis de stabiliser la longueur d'onde d'émission d'une diode laser à ruban large et constitue le premier démonstrateur monolithique de la fonction à réaliser au début de l'étude. Cependant, deux modes transverses de la diode laser semblent être favorisés et la puissance disponible en sortie est trop faible pour pouvoir fournir l'énergie nécessaire au pompage du milieu actif.

4.5.2. Perspectives

4.5.2.1. Diminution de la réflectivité du réseau de Bragg

La puissance en sortie peut être augmentée en diminuant la réflectivité du réseau de Bragg. Pour cela, la durée de la gravure physique dans le verre doit être réduite. Cependant, l'étape de développement ne permet pas d'ouvrir totalement le réseau sur toute la profondeur de la résine. Le début de la gravure physique est donc consacré à retirer la résine résiduelle dans les creux du réseau. Comme l'épaisseur de cette résine résiduelle n'est jamais identique, elle empêche un contrôle précis de la hauteur finale du réseau dans le verre.

Pour s'affranchir de cette pré-gravure, une couche, dite d'arrêt, présentant une bonne sélectivité de gravure vis-à-vis du verre peut être déposée avant le procédé de réalisation du réseau de Bragg. Les étapes de fabrication sont schématisées sur la figure 4-30.

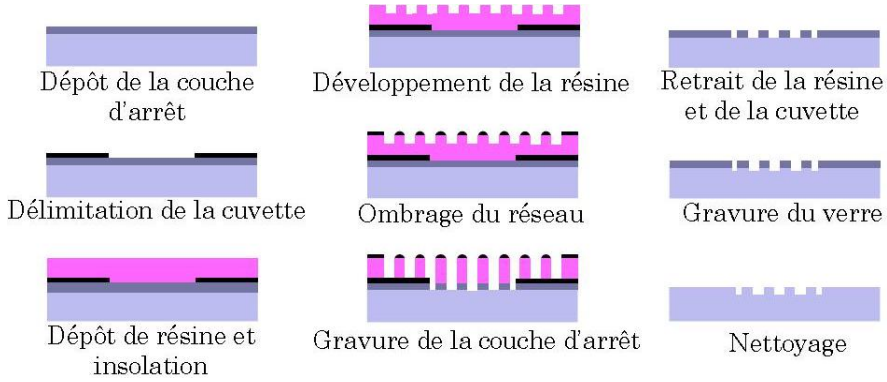


figure 4-30 : Procédé de réalisation d'un réseau de Bragg avec une couche d'arrêt.

La couche d'arrêt est d'abord déposée sur le substrat puis la cuvette délimitant le réseau est définie en surface supérieure. La couche d'arrêt doit donc résister à la gravure chimique de l'aluminium employée pour créer la cuvette et doit également posséder une bonne adhérence vis-à-vis la résine. Les trois étapes suivantes sont les mêmes que celles employées dans le procédé initial : dépôt puis insolation de résine photo-sensible, développement et ombrage du réseau inscrit dans la résine.

Une étape supplémentaire de gravure physique de la résine et de la couche d'arrêt est alors nécessaire. Le procédé employé pour cette gravure doit présenter une bonne sélectivité entre, d'une part, la couche d'arrêt et l'aluminium et, d'autre part, entre la couche d'arrêt et le verre. En effet, ce procédé ne doit ni dégrader le réseau dans la résine ni attaquer le verre. Enfin, après avoir retiré la résine et la cuvette, le réseau peut être gravé dans le verre. La couche d'arrêt doit donc être résistante à cette dernière gravure physique employée.

Ce procédé permet donc de mieux contrôler la profondeur de gravure. Il est particulièrement adapté dans les cas des guides d'ondes réalisés à la surface du verre.

Pour diminuer la réflectivité du réseau, une seconde solution peut être d'utiliser l'ordre 2 du réseau de Bragg. Cet ordre permet d'obtenir un pas plus grand pour le réseau, facilitant sa création, tout en réduisant le coefficient de couplage κ. Ainsi, pour obtenir une longueur d'onde de 979,0 nm avec un indice effectif de 1,515, le pas du réseau est de 646 nm. Ce pas est suffisant pour développer entièrement la résine et ne nécessite alors pas l'emploi d'une couche d'arrêt supplémentaire dans le procédé de fabrication. Cependant, l'allure du profil des réseaux dans le verre, visible sur les images AFM de la partie 4.3.4, est quasiment sinusoïdale et le coefficient de couplage sur l'ordre 2 pourrait s'avérer trop faible.

4.5.2.2. Amélioration du design du guide d'onde d'entrée

La puissance en sortie du dispositif peut également être augmentée en améliorant l'efficacité de couplage entre la diode laser et le guide d'onde d'entrée du convertisseur modal. En effet, les deux convertisseurs modaux réalisés pour le verrouillage (fibré et intégré) présentent des pertes par couplage en bout avec la diode laser de l'ordre de 7 dB.

Comme détaillé dans la partie 3.4.3 du chapitre 3, l'amélioration de ce couplage a pu être réalisée avec un réseau de guides d'ondes étroits placé à l'intérieur du guide d'entrée large. Des effets de pointe de champ électrique sur les bords du masque lors de l'échange sous champ sont alors présents dans la partie centrale du guide et la répartition d'indice est homogénéisée. L'efficacité de couplage en bout avec la diode a atteint ainsi plus de 45 %.

Cependant, le verrouillage de la diode n'a pas pu être réalisé avec ce type de convertisseur. Les paramètres géométriques (pas de 6 µm et largeur d'ouverture 2 µm) du réseau de guides étroits n'ont en effet pas permis d'homogénéiser suffisamment l'indice pour obtenir un mode fondamental supporté par le guide large qui soit adapté au verrouillage de la diode laser. Le pas du réseau de guides étroits étant probablement trop grand, une étude peut

donc également être conduite sur la réduction de ce pas afin d'obtenir un mode fondamental plus homogène, limitant l'influence du brûlage spatial de gain dans la diode laser.

Enfin, la longueur de la cavité externe peut être augmentée par un enroulement du convertisseur afin d'obtenir un intervalle spectral libre plus faible. Le verrouillage de nombreux modes longitudinaux est ainsi facilité tout en diminuant le bruit à basse fréquence du module de pompe.

4.5.2.3. Pompage intra-cavité

Cette étude a montré que des réseaux de Bragg réalisés sur des guides de surface peuvent présenter des réflectivités très élevées à $\lambda = 980$ nm. Dans le cas de la stabilisation d'une diode laser, une grande partie de la puissance est ainsi stockée à l'intérieur de la cavité externe et pourrait être exploitée pour une application de pompage d'un milieu actif directement inséré dans cette cavité.

La figure 4-31 schématise le dispositif envisagé pour le pompage « intra-cavité », dont l'architecture a été brevetée au cours de cette thèse (EP2012_054167).

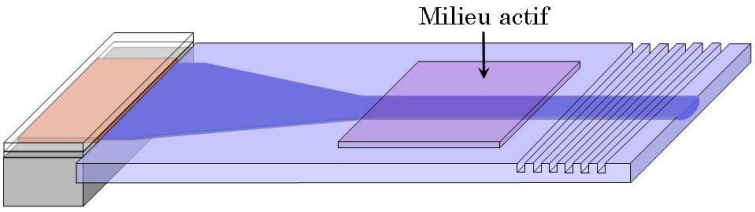


figure 4-31 : Schéma du dispositif pour le pompage intra-cavité.

Dans le schéma proposé ci-dessus, un milieu actif est reporté sur la partie du guide d'onde monomode du convertisseur qui est situé avant le réseau de Bragg. Celui-ci est dimensionné pour réfléchir la longueur d'onde de pompe et le milieu à pomper est ainsi placé à l'intérieur d'un résonateur, ce qui permet de bénéficier d'une densité de puissance plus importante qu'à l'extérieur.

Si l'indice de réfraction du superstrat actif est plus grand que celui du substrat passif, un guide d'onde hybride [125] peut être créé et le mode guidé à la longueur d'onde de pompe interagit alors fortement avec le milieu actif. La réflectivité du réseau de Bragg doit alors compenser la forte absorption de la pompe ayant lieu sur un aller-retour dans le milieu actif pour assurer le verrouillage de la diode.

Si l'absorption s'avère trop importante, une interaction évanescente, moins forte, dans le superstrat sera préférée. La longueur du milieu actif permettra alors d'optimiser l'absorption de la pompe sur un aller-retour dans le milieu afin de garantir le verrouillage de la diode laser.

Par exemple, le milieu actif reporté peut être un milieu amplificateur sur lequel est réalisé un réseau de Bragg à la longueur d'onde du signal. Un laser DFB encapsulé est ainsi réalisé. Dans cette thématique, une première étape, où un laser DFB hybride est pompé par une source externe, a été démontrée à l'IMEP-LaHC par Casale et al. en 2012 [126].

4.6. Conclusion

Ce chapitre a démontré la faisabilité du verrouillage modal et de la stabilisation spectrale d'une diode laser à ruban large grâce à une cavité externe. Dans la première partie, le convertisseur modal réalisé dans le chapitre 3 a été utilisé pour verrouiller la diode laser grâce à une fibre à réseau de Bragg placée en sortie du convertisseur planaire. Cette étude a démontré la stabilisation de la diode jusqu'à un courant de 1 A sur une largeur spectrale de $(0{,}32 \pm 0{,}08)$ nm et avec un taux de suppression sur le mode secondaire de 25 dB. Une puissance de 94 mW en sortie de la fibre monomode a ainsi été mesurée à un courant de 1,5 A. Ces résultats ont permis de valider le convertisseur modal et ont justifié l'étape d'intégration du réseau de Bragg sur le verre.

La partie suivante a traité du développement du procédé de réalisation des réseaux de Bragg sur substrat de verre permettant de réfléchir la longueur d'onde de la pompe de 0,98 µm. Des réseaux de période de 320 nm et de profondeur de 480 nm ont ainsi été réalisés dans le verre grâce à une optimisation des procédés d'inscription du réseau dans la résine photosensible avant son transfert dans le verre par gravure ionique réactive.

Le principe de fonctionnement et le dimensionnement d'un guide d'onde de Bragg ont ensuite été donnés. Avec une cavité externe de quelques centimètres, le verrouillage de la diode nécessite un réseau possédant une largeur spectrale à mi-hauteur de 1 nm et avec une réflectivité de (40 ± 12) %. Le réseau adapté possède un coefficient de couplage $\kappa = 2{,}52$ mm^{-1} et une longueur de 360 µm. Cette longueur est trop faible pour garantir la fabrication homogène des réseaux et la longueur retenue est finalement de 5 mm. Cette longueur plus grande implique une largeur spectrale du réseau plus faible et donc un nombre de modes longitudinaux verrouillées par la cavité externe plus faible également. Le bruit d'émission est

alors augmenté mais ne remet pas en cause l'étape d'intégration. Les caractérisations optiques des guides de Bragg ont été détaillées dans un second temps. Ainsi, un guide d'onde de Bragg réfléchissant un spectre centré sur la longueur d'onde 977,4 nm a été réalisé.

Cette longueur d'onde est située dans le spectre d'émission de la diode laser ruban. Un convertisseur modal comportant ce type de réseau sur son guide d'ondes de sortie monomode a donc été utilisé pour étudier le verrouillage de la diode laser à ruban large. Celui-ci a été réalisé sur l'ensemble de la gamme de courant avec un taux de suppression du mode secondaire supérieur à 15 dB et une dérive en longueur d'onde inférieure à 0,07nm.A^{-1}. Cependant, la faible puissance disponible en sortie du dispositif est limitée par la forte réflectivité imposée par le réseau de Bragg. C'est pourquoi des pistes pour réduire cette réflexion ont été détaillées. Finalement, l'intérêt de cette structure pour le pompage d'un milieu actif intégré de manière monolithique dans la cavité externe planaire a été montré.

Conclusion générale

Les travaux menés sur la réalisation d'une nouvelle architecture de module de pompe monomode ont été présentés dans ce document. Le module proposé repose sur l'utilisation d'une diode laser à ruban large couplée à une cavité externe planaire. Il vise à poursuivre l'intégration sur un substrat de verre d'un anémomètre laser à effet Doppler émettant à une longueur d'onde de 1,55 µm et embarqué dans un avion de ligne. Cette intégration a été initiée en 2006 lors d'une collaboration entre la société THALES Avionics S.A., Teem Photonics S.A. et l'Unité Mixte de Recherche IMEP-LaHC.

Le premier chapitre a tout d'abord présenté le contexte dans lequel se sont déroulés les travaux de thèse. Pour cela, l'élaboration actuelle de la vitesse conventionnelle d'un avion, reposant sur une mesure différentielle de pression, a d'abord été évoquée. Cette vitesse peut désormais être accessible grâce à un principe physique de mesure différent, munissant l'avion d'un système de mesure dissemblant. C'est pourquoi, dès les années 1980, THALES Avionics a conduit des travaux de développement sur un anémomètre laser à référence embarqué dans un aéronef. Ceux-ci ont conduit en 2009 aux premières mesures de vitesse en vol avec un injecteur réalisé sur un substrat de verre actif. Cette intégration a permis de réduire l'encombrement du système et la sensibilité de la mesure vis-à-vis des vibrations de l'avion. L'analyse de l'architecture du système d'émission a ensuite déterminé les études à mener afin de poursuivre la miniaturisation de l'anémomètre laser. Notamment, la modification de la diode laser de pompe, utilisée pour fournir l'énergie à l'injecteur planaire et émettant à une longueur d'onde de 0,98 µm, a été identifiée comme une étape clé de cette miniaturisation et a entraîné le démarrage de cette étude. L'état de l'art des diodes laser de pompe a alors été détaillé et a montré la limitation, en puissance ou en fiabilité, des dispositifs monomodes actuellement employés. Ainsi, l'emploi d'une diode laser à ruban large multimode couplée à une cavité externe planaire apparaît comme la solution la plus adaptée pour dépasser les limitations actuelles des diodes de pompe. La cavité externe, couplée en bout de la diode et intégrée sur un substrat de verre passif, impose une rétroaction optique sélective en modes transverses et longitudinaux dans la diode laser ruban. Elle a pour but de favoriser l'émission du mode fondamental de la diode laser et de stabiliser l'émission des modes longitudinaux sur la bande spectrale réfléchie.

Le chapitre 2 est dédié au fonctionnement théorique d'une diode laser soumise à une rétroaction optique. Il a tout d'abord présenté les bases nécessaires à l'étude de l'interaction entre la lumière et un semi-conducteur puis celles nécessaires à la compréhension du comportement d'un laser à semi-conducteur. La rétroaction optique sur ces lasers a alors été étudiée grâce à un modèle analytique simplifié. Le modèle employé décrit le cas du régime d'effondrement de cohérence dans lequel sont placées les diodes laser de pompe afin de réduire leur bruit d'émission vers les basses fréquences. Il a ensuite été adapté à la modélisation d'une rétroaction sélective en longueur d'onde fournie par un réseau de Bragg. L'influence de la réflexion à la longueur d'onde de Bragg et du désaccord spectral entre les deux cavités sur l'émission de la diode laser ont alors été étudiées. En imposant des valeurs réalistes pour la diode laser à ruban large et pour le comportement de la lumière dans la cavité externe, ce modèle a permis de dimensionner la rétroaction à afin de favoriser l'émission du mode fondamental de la diode et d'un nombre suffisant de modes longitudinaux. Ainsi, la cavité externe doit être longue de 3 cm et doit être fermée par un réseau de Bragg dont la largeur du spectre à mi-hauteur est de 1 nm et dont la réflexion à la longueur de Bragg vaut 25 %. Cette cavité permet d'obtenir en sortie d'un guide d'onde monomode plus de 100 modes longitudinaux possédant un taux de suppression supérieur à 30 dB avec l'émission naturelle de la diode laser qui possède un ruban large de 100 µm. Ces valeurs correspondent à celles rencontrées dans les diodes laser monomodes commerciales et valident l'étude expérimentale à mener.

Le troisième chapitre a alors eu pour but de présenter la réalisation du convertisseur modal qui permet de coupler le champ émis par la diode laser à ruban large vers une sortie monomode. Pour cela, les rappels théoriques nécessaires à la compréhension du confinement de la lumière et ceux nécessaires au dimensionnement d'un guide d'onde réalisé par échange d'ions dans un verre ont été présentés dans un premier temps. Les contraintes portant sur la réalisation du convertisseur modal ont alors été mises en regard avec les géométries de guides d'ondes qui sont réalisables par échange d'ions dans un verre. Ainsi, il a été montré qu'un échange d'ions sélectivement assisté par champ électrique permet d'obtenir un couplage en bout de 70 % à la fois avec une diode laser et avec une fibre optique. L'étude de la transition de confinement entre ces deux parties a ensuite montré qu'elle n'implique pas de pertes sur le mode guidé. La transition liée au filtrage des modes transverses d'ordres supérieurs a finalement été étudiée et la longueur adaptée, de 20 mm, a été dimensionnée grâce au critère fourni par Milton et Burns et aux contraintes d'encombrement du dispositif. Après avoir mis au

point le procédé technologique d'échange d'ions assisté par champ électrique, les paramètres issus de cette modélisation ont permis la réalisation d'un premier convertisseur modal à faibles pertes par propagation (0,25 ± 0,23 dB / cm). Sa sortie monomode a présenté une efficacité de couplage avec une fibre optique de 70 %, comme attendu dans le dimensionnement. Cependant, les effets de pointe de champ électrique sur les bords des guides ayant lieu lors de l'échange, ont impliqué une efficacité de couplage avec la diode de 20 % seulement. Cette valeur a conduit à la conception et à la réalisation d'un convertisseur modal possédant un réseau de guides étroits dans sa partie large. Les effets de pointe de champ électrique sur les bords du masque lors de l'échange sous champ sont alors distribués dans la partie centrale du guide large et la répartition d'indice est homogénéisée. L'efficacité de couplage avec la diode laser ruban a alors été augmentée à 45 %. Les pertes occasionnées sur le mode fondamental par la zone de transition se sont avérées nulles aux incertitudes de mesure de 1 dB près, ce qui valide le dimensionnement de cette transition.

Le quatrième chapitre a été consacré à la réalisation de la cavité externe et à l'étude expérimentale du comportement de la diode laser ruban soumise à la rétroaction. Tout d'abord, une première étape de démonstration reprend le convertisseur précédemment réalisé afin de réaliser le couplage optique entre la diode laser ruban et une fibre comportant un réseau de Bragg réfléchissant 80 % de la lumière à la longueur d'onde de Bragg. Les caractérisations optiques effectuées ont montré que le convertisseur à réseau de guides ne permet pas d'obtenir la stabilisation du spectre d'émission de la diode laser car le mode renvoyé dans la diode présente une répartition d'intensité qui n'est pas suffisamment homogène. Cependant, la stabilisation de l'émission de la diode laser a pu être réalisée avec le convertisseur « classique », inséré entre la diode laser et la fibre à réseau de Bragg. L'émission spectrale est centrée sur la longueur d'onde de Bragg, et une largeur spectrale de (0,32 ± 0,08) nm avec un taux de suppression supérieur à 25 dB jusqu'à un courant d'alimentation de 1 A a été mesuré. Au-delà de ce courant, le brûlage spatial de gain permet à un autre mode transverse d'osciller et la loi de puissance s'infléchit et atteint une valeur de 94 mW pour un courant de 1,5 A. La faisabilité du verrouillage ayant été démontrée, l'intégration du réseau de Bragg sur la sortie monomode du convertisseur a alors été entreprise. La première étape a été de réaliser dans le verre des réseaux de Bragg avec un pas de 320 nm, adapté à la réflexion de la longueur d'onde émise par la diode laser. Ensuite, la méthode des modes couplés a permis de calculer les caractéristiques du réseau a imposer afin d'obtenir la réflectivité (50 %) à la longueur d'onde de Bragg et la

largeur spectrale (1,0 nm) souhaitées. Cependant, la longueur de réseau, de 360 µm, s'est avérée trop faible pour réaliser un réseau homogène. En supposant alors une longueur minimale de 5 mm et en gardant la réflectivité précédente, la largeur spectrale du réseau est réduite à 72 pm. La longueur de la cavité externe doit alors être augmentée à 45 cm afin de conserver le nombre de modes longitudinaux nécessaires pour réduire le bruit de la pompe. L'enroulement du guide sur lui-même permet d'atteindre cette longueur mais il a été préféré de maintenir un convertisseur droit afin de limiter l'influence des pertes par courbure dans un premier temps. Les six modes longitudinaux alors obtenus avec la largeur de 72 pm suffisent en effet pour valider le fonctionnement du premier démonstrateur intégré. La stabilisation de l'émission spectrale autour de la longueur d'onde de Bragg a alors été démontrée sur toute la gamme de courant et la dérive du pic supportant le maximum de puissance en sortie est inférieure à 0,07 $nm.A^{-1}$. Cependant, la répartition d'amplitude du mode renvoyé dans la diode laser ne correspond pas à celle de son fondamental. Ceci a conduit à l'émission de deux modes transverses tandis que la forte réflectivité (> 98,7 %) du réseau à la longueur d'onde de Bragg a limité la puissance en sortie à moins de 1 mW. Les améliorations à apporter à ce dispositif ont alors été détaillées. La réflectivité du réseau pourra être diminuée en ajoutant une étape de dépôt d'une couche d'arrêt lors du procédé de réalisation des guides d'ondes de Bragg. Celle-ci permettra de connaître précisément le début de la gravure dans le verre et facilitera le contrôle de la hauteur du réseau. Le mode renvoyé dans la diode laser pourra quant à lui être homogénéisé en adaptant le pas et la largeur du réseau de guides étroits, structure qui a démontré son intérêt pour le couplage en bout avec la diode laser. Les perspectives de ce travail, portant sur la réalisation d'un pompage d'un milieu actif placé au sein de la cavité externe, ont finalement été données.

Table des illustrations

Liste des figures

figure 1-1 : Architecture simplifiée du système anémo-barométrique pour un avion des années 70. 9
figure 1-2 : Structure minimale d'un indicateur de vitesse, souvent appelé « Badin » en référence au nom de son inventeur. 10
figure 1-3 : Schéma d'un tube de Pitot-statique actuel et photographie d'une sonde Pitot statique fabriquée par THALES Avionics. 11
figure 1-4 : Photographie de l'entrée d'un tube de Pitot bouchée par de la glace lors d'un arrêt au sol. Photographie extraite de [5]. 12
figure 1-5 : Principe de l'anémomètre à plans parallèles, d'après [7]. 13
figure 1-6 : Principe de l'anémomètre à franges, d'après[8]. 14
figure 1-7 : Principe optique de l'anémomètre laser à référence, tiré de [9]. Ce schéma décrit la version mono-statique, où les directions optiques aller et retour sont confondues. 15
figure 1-8 : Système trois axes ALEV3 installé dans un Airbus A340 utilisé pour l'étalonnage du système anémo-barométrique de l'avion. 17
figure 1-9 : Système DALHEC installé sur un hélicoptère Dauphin 6075 (2001-2004). 18
figure 1-10 : Architecture fonctionnelle du système permettant l'émission laser et la détection du signal Doppler dans le cadre de NESLIE et de DANIELA ©THALES Avionics. 18
figure 1-11 : Injecteur optique et son environnement développé dans le cadre du projet européen NESLIE. 19
figure 1-12 : Rappel du système d'émission optique des projets NESLIE et DANIELA **(a)** et schéma du système idéal, intégrant les composants sur un substrat de verre **(b)**. 20
figure 1-13 : Duplexeur large-bande pour le mélange et la séparation de la pompe et du signal. La structure est représentée à gauche et la transmission mesurée est montrée à droite, d'après [14] 21
figure 1-14 : Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques associée lors d'une polarisation directe. 22
figure 1-15 : Bande interdite, longueur d'onde et paramètre de maille pour a) des alliages ternaires et b) des alliages quaternaires de semi-conducteurs, d'après [19]. 23
figure 1-16 : Quelques structures lasers faites en GaAs/$Ga_{1-x}Al_xAs$, d'après [21]. 24
figure 1-17 : Photographie prise au microscope optique d'une diode laser et de sa fibre de collection. Le système est fabriqué par Nortel Networks. 25
figure 1-18 : Coupe d'une diode laser à arête augmentant la taille horizontale du mode guidé dans la diode, d'après [26]. 26
figure 1-19 : Schéma d'une diode laser (26) dont l'émission est stabilisée par un réseau de Bragg (34) intégré sur une fibre optique monomode (32), d'après [30]. 27
figure 1-20 : Diode laser à épanouisseur selon [45]. 31
figure 1-21 : Diode laser à épanouisseur stabilisée par une fibre de Bragg placée du côté large. Le champ de la diode laser est adapté est celui supporté par la fibre grâce à des optiques de volume, d'après [48]. 32
figure 1-22 : Emission d'un signal monomode utilisant une diode laser multimode couplé dans un verre hybride, d'après [55]. 34
figure 1-23 : Coupe d'un verre hybride comportant un guide multimode pour la pompe et quatre guides monomodes à la longueur d'onde du signal, d'après [58]. 34
figure 1-24 : Deux modes de réalisation d'une rétroaction sélective en longueur d'onde et en mode sur une diode laser à ruban large. Ces images ont été tirées respectivement de [66] et de [69]. ... 35
figure 1-25 : Architecture à étudier dans le cadre de la collaboration THALES / IMEP. 36
figure 2-1 : Schéma des structures de bandes dans un métal, un isolant et un semi-conducteur.. 41
figure 2-2 : Diagramme de bande pour les axes cristallographiques [111] et [100] pour **a)** le silicium et **b)** l'arséniure de gallium, d'après [70]. 42
figure 2-3 : Calcul de la concentration des porteurs libres dans un semi-conducteur, d'après [71]. 43
figure 2-4 : Illustration des méchanismes d'absorption et d'émission dans les semi-conducteurs. 44

figure 2-5 : Absorption **(a)**, émission spontanée **(b)** et émission stimulée **(c)** pour une transition inter-bande entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2, d'après [72] 45
figure 2-6 : Représentation d'une jonction *p-n*, de sa structure de bande et de la concentration des porteurs à l'équilibre. 48
figure 2-7 : Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques associée lors d'une polarisation directe. 49
figure 2-8 : Evolutions à $T = 300$ K pour l'alliage InGaAsP du coefficient de gain γ en fonction de l'énergie $h\nu$ pour plusieurs concentrations de porteurs injectés **(a)**, du pic de gain γ_p en fonction de l'injection **(b)** et linéarisation de la relation entre le pic de gain et la densité de courant **(c)**. D'après [76]. 50
figure 2-9 : Structure à puits quantique **a)**, sa distribution en énergie **b)**, son diagramme de bandes **c)** et sa densité d'états **d)**. 51
figure 2-10 : Structure à multi-puits quantiques **a)**, distribution en énergie à l'équilibre **b)**, sous une polarisation directe **c)**, superstructure où les niveaux des puits quantiques communiquent **d)** et coupe d'une superstructure à gradient d'indice **e)** d'après [77]. 52
figure 2-11 : Schéma d'une diode laser Fabry-Perot. 54
figure 2-12 : Evolution du gain en fonction du flux lumineux présent dans la cavité pour une fréquence $\nu_{t,\ell}$ donnée. 55
figure 2-13 : Développement de l'effet laser dans un milieu à gain homogène : mise en route **(a)** et état stable **(b)**. 56
figure 2-14 : Schémas des niveaux électroniques utilisés pour l'effet laser **(a)** et de la courbe de gain petit signal **(b)**. 57
figure 2-15 : Effet laser en régime établi dans un milieu à gain inhomogène. 57
figure 2-16 : Schéma du montage expérimental permettant d'étudier l'effet de la rétroaction sur une diode laser. 58
figure 2-17 : Frontières entre les cinq régimes de rétroaction optique [80]. 59
figure 2-18 : Diode laser couplée à un résonateur externe et réflectivité de chacun des miroirs. .. 60
figure 2-19 : Courbes donnant la condition de phase en fonction de la fréquence optique pour différents types de rétroaction. 62
figure 2-20 : Condition de phase et différence entre les gains au seuil en fonction de la fréquence, d'après [85]. 64
figure 2-21 : Caractéristiques du régime d'effondrement de cohérence. **a)** Mesure de l'intensité optique en fonction du temps et **b)** bruit spectral, d'après [91]. 64
figure 2-22 : Schéma d'une diode laser monomode dont le champ en sortie est couplé dans un guide d'onde planaire monomode sur lequel est inscrit un réseau de Bragg en surface supérieure. 65
figure 2-23 : Conditions de verrouillage pour une diode laser, pour un désaccord en longueur d'onde de -1 nm. 67
figure 2-24 : Verrouillage spectral pour une diode laser en fonction du désaccord en longueur d'onde. La figure **a)** montre le cas où $\alpha_c = 0{,}9$, la partie **b)** le cas où $\alpha_c = 0{,}5$. 68
figure 2-25 : Vue du dessus du dispositif à réaliser. 70
figure 2-26 : Conditions de verrouillage spectral d'une diode laser à ruban large 71
figure 3-1 : Géométrie d'un guide plan à saut d'indice. 79
figure 3-2 : Modes rayonnés et modes guidés dans un guide plan, d'après [98]. 80
figure 3-3 : Principe de l'échange d'ions entre les cations (B^+) d'un bain de sel de nitrate fondu et ceux (A^+) d'un verre. 82
figure 3-4 : Concentration normalisée c_s à la surface du verre en fonction de la fraction molaire x_B des ions Argent présent dans un bain de nitrate de sodium et d'argent. 84
figure 3-5 : Etapes de fabrication d'un guide d'onde par échange d'ions. 87
figure 3-6 : Exemple de simulation de la structure d'indice de réfraction d'un guide thermique **(a)**, et de ses deux modes guidés **(b, c)** supportés à la longueur d'onde de 980 nm. 88
figure 3-7 : Principe de l'enterrage d'un guide d'onde. 88
figure 3-8 : Simulation de la carte d'indice **(a)** et du seul mode guidé **(b)** d'un guide d'onde enterré pendant une heure à 260°C sous un champ de 0,1 V / µm. 89
figure 3-9 : Principe de l'échange d'ions assisté par champ électrique ou échange sous champ. 90
figure 3-10 : Exemple de simulation du profil d'indice d'un guide plan réalisé par échange sous champ, de son mode fondamental et de son mode guidé d'ordre le plus élevé. 91

figure 3-11 : Influence de l'effet d'alcalin mixte sur le profil d'indice de réfraction. Les simulations ont été réalisées à 330°C pendant 2 min sous un champ électrique de 0,1 V /µm. 91
figure 3-12 : Vue du dessus du dispositif à réaliser **(a)**, coupe et profils de l'intensité en sortie d'une fibre optique HI 1060 **(b)** et d'une diode laser dont le ruban est large de 100 µm **(c)**. 92
figure 3-13 : Profil typique d'un mode guidé et évolutions de l'indice effectif ainsi que de la taille verticale du mode fondamental en fonction de la taille caractéristique du guide. 94
figure 3-14 : Principe de l'échange sous champ masqué. 96
figure 3-15 : Evolution du champ électrique vertical pour la transition entre l'échange sous champ et l'échange thermique. 96
figure 3-16 : Principe du dimensionnement du convertisseur modal. 98
figure 3-17 : Taille minimale accessible pour le mode fondamental en fonction du champ électrique externe à une température de 270 °C. 100
figure 3-18 : Profils d'indice de réfraction (en trait plein) et du mode fondamental (en pointillé) obtenus en simulant un échange réalisé à 270 °C sous un champ électrique de 0,1 V / µm pendant 3 min 10 s. 101
figure 3-19 : Evolutions des largeurs à 1 /e horizontales (à gauche) et verticales (à droite) en fonction de la durée d'échange à une température 270 °C pour quatre largeurs w de fenêtres de diffusion. 101
figure 3-20 : Banc de mesure de « champ proche ». 105
figure 3-21 : Intensité en sortie obtenue en champ proche d'un guide d'onde échangé sous champ de largeur w = 2 µm. 105
figure 3-22 : Méthode des quatre mesures permettant de caractériser les pertes d'un guide d'onde. 106
figure 3-23 : Effet des bulles présentes dans le bain inférieur. 107
figure 3-24 : Etat du masque diélectrique après échange sous champ pour une épaisseur de 40 nm **(a)** et pour une épaisseur de 80 nm**(b)**. 108
figure 3-25 : Champs proches d'un guide d'onde de largeur 2 µm. A gauche côté masqué, à droite côté échange sous champ. 109
figure 3-26 : Banc de mesure des pertes par couplage entre une diode laser et un guide d'onde canal. 111
figure 3-27 : Image du champ proche en sortie d'un guide de largeur 100 µm. 112
figure 3-28 : Composantes du champ électrique horizontal à gauche et vertical à droite lors d'un échange d'ions assisté par champ électrique. 112
figure 3-29 : Potentiel et champ électrique pour un réseau de fenêtres de diffusion. 114
figure 3-30 : Vue du dessus d'un épanouisseur à jonctions Y imbriquées. 115
figure 3-31 : Bancs de caractérisation pour mesurer les pertes occasionnées par l'épanouisseur. 115
figure 3-32 : Banc de mesure des pertes d'insertion de l'épanouisseur 117
figure 4-1 : Spectre de la diode laser à ruban large pour cinq courants. Les courbes ont été décalées verticalement pour faciliter leur lecture. 121
figure 4-2 : Transmission spectrale de la fibre optique à réseau de Bragg. 123
figure 4-3 : Banc de caractérisation du verrouillage fibré. 124
figure 4-4 : Spectres d'émission obtenus pour le convertisseur modal à jonctions Y. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale. 125
figure 4-5 : Banc de mesure du champ proche du guide d'onde d'entrée du convertisseur. 126
figure 4-6 : Intensité en sortie du guide d'onde d'entrée du convertisseur. 126
figure 4-7 : Répartition de l'intensité en sortie du guide d'onde d'entrée du convertisseur classique (à gauche) et mode fondamental simulé supporté par un guide d'onde à saut d'indice (à droite). 127
figure 4-8 : Spectres d'émission obtenus avec un convertisseur classique et une fibre à réseau de Bragg. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale. 127
figure 4-9 : Fréquence d'émission de la cavité à faible courant **(a)** et à fort courant **(b)**. 128
figure 4-10 : Taux de suppression du mode secondaire obtenu avec le verrouillage fibré. 129
figure 4-11 : Puissance en sortie de la fibre de Bragg. 130
figure 4-12 : Schéma d'un guide d'onde de Bragg et principe du découplage d'un mode guidé. ... 131
figure 4-13 : Etapes de fabrication d'un réseau de Bragg sur un substrat de verre, d'après [121]. 132
figure 4-14 : Montage interférométrique à miroir de Lloyd permettant l'inscription des réseaux dans la résine, d'après [121]. 133

figure 4-15 : Image AFM du réseau inscrit dans la résine. 135
figure 4-16 : Evolution de l'absorbance de la résine employée (insolée et non insolée) en fonction de la longueur d'onde, d'après [122]. 136
figure 4-17 : Image AFM et coupe du réseau de Bragg dans la résine obtenu après optimisation du banc. 137
figure 4-18 : Image AFM de la surface du verre **(a)**, zoom sur une période **(b)** et profil du réseau **(c)**. 137
figure 4-19 : Spectre de réflexion de deux réseaux de Bragg possédant un produit $\kappa \times L_B = 1$. ... 139
figure 4-20 : Evolutions de la largeur à mi-hauteur du spectre de réflexion **(a)** et de la réflexion à la longueur d'onde de Bragg **(b)** en fonction de la longueur du réseau pour deux coefficients de couplage. 140
figure 4-21 : Spectre de réflexion du réseau de Bragg dimensionné. 141
figure 4-22 : Etapes de fabrication du guide d'onde de Bragg. 143
figure 4-23 : Banc de caractérisation de la transmission et de la réflexion spectrales d'un guide d'onde de Bragg. 144
figure 4-24 : Courbes de transmission et de réflexion du guide d'onde de Bragg de largeur $w = 2$ µm. 145
figure 4-25 : Spectre de transmission normalisé du guide d'onde de Bragg obtenu avec une gravure de 12 min. 146
figure 4-26 : Banc de caractérisation du verrouillage de la diode avec un réseau de Bragg intégré sur la sortie du convertisseur modal. 147
figure 4-27 : Spectres d'émission obtenus en sortie d'un dispositif non stabilisé par la cavité pour trois courants d'alimentation différents. 148
figure 4-28 : Spectres d'émission du dispositif et spectres d'émission de la diode laser à ruban large sans rétroaction. Les courbes ont été décalées dans la direction verticale pour plus de lisibilité. 149
figure 4-29 : Evolutions de la longueur d'onde du pic d'émission **(a)** et du taux de suppression du mode secondaire **(b)** en fonction du courant. 151
figure 4-30 : Procédé de réalisation d'un réseau de Bragg avec une couche d'arrêt. 152
figure 4-31 : Schéma du dispositif pour le pompage intra-cavité. 154

Liste des tableaux

tableau 1-1 : Configurations et caractéristiques des principaux anémomètres laser. 15
tableau 1-2 : Spécifications de l'injecteur planaire pour le projet NESLIE (2006-2009). 20
tableau 1-3 : Exemples de réalisation de diodes laser de pompe monomodes stabilisées avec une fibre à réseau de Bragg. 29
tableau 2-1 : Paramètres utilisés pour la diode laser à ruban large et la cavité externe constituée. 71
tableau 2-2 : Puissances accessibles avec quatre largeurs de rubans de diodes laser. 72
tableau 2-3 : Largeurs spectrales et réflectivités à imposer pour le réseau de Bragg 74
tableau 2-4 : Paramètres de la diode laser à ruban large et ordre de grandeur des valeurs de la cavité externe. 74
tableau 3-1 : Coefficients de couplage entre une fibre optique et le guide d'onde de sortie en fonction de la largeur de la fenêtre w. 102
tableau 3-2 : Synthèse du dimensionnement du convertisseur modal. 104
tableau 3-3 : Largeurs des profils d'intensité obtenues pour un échange sous champ masqué. ... 109
tableau 3-4 : Comparaisons entre les pertes d'insertion d'un guide d'onde thermique et d'un guide d'onde sous champ sélectif. 110
tableau 3-5 : Pertes pour sept épanouisseurs, mesurées à une longueur d'onde de 980 nm. 116
tableau 3-6 : Pertes d'insertion, pertes par couplage avec la diode et pertes de l'épanouisseur pour les deux types de convertisseurs modaux. 117
tableau 4-1 : Résumé des paramètres du guide d'onde de Bragg et des caractéristiques attendues pour l'émission de la diode laser stabilisée par ce réseau. 142

Glossaire

Acronymes

ADI	Alternating Direction Implicit
AFM	Atomic Force Microscope
ARINC	Aeronautical Radio, INCorporated
CAS	Calibrated AirSpeed
CM	C-Mount
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed FeedBack
EASA	European Aviation Safety Agency
EUROCAE	EURopean Organisation for Civil Aviation Equipment
ESC	Echange Sous Champ
FAA	Federal Aviation Administration
IAS	Indicated AirSpeed
IMEP-LaHC	Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, Laboratoire d'Hyperfréquences et Caractérisation
ISL	Intervalle Spectral Libre
JDSU	JDS Uniphase
LiDAR	Light Detection And Ranging
OL	Oscillateur Local
ON	Ouverture Numérique
RIE	Reactive Ion Etching
RIN	Relative Noise Intensity
SA	Société Anonyme
SAE	Society of Automotive Engineers
TE	Transverse Electrique
UMR	Unité Mixte de Recherche
ZCE	Zone de Charge d'Espace

SYMBOLES LATINS

Symbole	Signification	Unité
a	Paramètre de maille	[m]
A	Coefficient d'alcalin-mixte du sodium	/
B	Coefficient d'alcalin-mixte de l'argent	/
c	Concentration normalisée	/

c_s	Concentration normalisée à la surface du verre	/
C_0	Concentration totale en ions	[m^{-3}]
C_A	Concentration des ions sodium	[m^{-3}]
C_B	Concentration des ions argent	[m^{-3}]
d	Epaisseur ou profondeur	[m]
D_A	Diffusivité du sodium	[$m^2.s^{-1}$]
D_B	Diffusivité de l'argent	[$m^2.s^{-1}$]
E	Energie	[J]
$\boldsymbol{E}$	Champ électrique	[$V.m^{-1}$]
E_c	Energie minimum de la bande de conduction	[J]
$\boldsymbol{E}_{\mathbf{ext}}$	Champ électrique externe	[$V.m^{-1}$]
E_F	Energie de Fermi	[J]
E_{Fc}	Quasi niveau de Fermi de la bande de conduction	[J]
E_{Fv}	Quasi niveau de Fermi de la bande de valence	[J]
E_g	Energie de la bande interdite	[J]
$\boldsymbol{E}_{\mathbf{int}}$	Champ électrique interne	[$V.m^{-1}$]
E_v	Energie maximale de la bande de valence	[J]
E_x	Projection du champ électrique externe sur l'axe x	[$V.m^{-1}$]
E_y	Projection du champ électrique externe sur l'axe y	[$V.m^{-1}$]
f_c	Probabilité d'occupation de la bande de conduction	/
f_v	Probabilité d'occupation de la bande de valence	/
h	Hauteur du réseau de Bragg	[m]
H	Coefficient de Haven	/
$\boldsymbol{H}$	Champ magnétique	[$A.m^{-1}$]
I	Courant	[A]
ISL	Intervalle spectral libre	[Hz]
$\boldsymbol{J}$	Densité de courant	[$m^{-2}.s^{-1}$]
k_0	Vecteur d'onde dans le vide	[m^{-1}]
K	Constante d'équilibre	/
L	Longueur du milieu actif	[m]
L_B	Longueur du réseau de Bragg	[m]
L_{ech}	Longueur de l'échantillon	[m]
L_{epa}	Longueur de l'épanouisseur	[m]
L_c^{epa}	Longueur critique de l'épanouisseur	[m]
L_{ext}	Longueur de la cavité externe	[m]
ℓ	Numéro du mode longitudinal	/
$\mathcal{L}$	Nombre de modes longitudinaux	/
m	Numéro du mode transverse	/
n	Indice de réfraction	/
n_{eff}	Indice effectif	/
n_m	Indice effectif du mode d'ordre m	/
n_g	Indice de groupe	/
n_c	Indice de cœur	/
n_{sub}	Indice du substrat	/
n_{sup}	Indice du superstrat	/
n	Concentration des électrons	[m^{-3}]
n_0	Concentration des électrons à l'équilibre	[m^{-3}]
ON	Ouverture numérique	/

p	Concentration des trous	[m^{-3}]
p_0	Concentration des trous à l'équilibre	[m^{-3}]
p	Quantité de mouvement	[$kg.m.s^{-1}$]
P	Puissance	[W]
P_s	Puissance en sortie	[W]
P_{DL}	Puissance émise par la diode laser	[W]
P_s	Pression statique	[Pa]
P_t	Pression totale	[Pa]
r_{ab}	Taux d'absorption	[$m^{-3}.s^{-1}$]
r_{sp}	Taux d'émission spontanée	[$m^{-3}.s^{-1}$]
r_{st}	Taux d'émission stimulée	[$m^{-3}.s^{-1}$]
R_{arr}	Réflectivité de la facette arrière de la diode laser	/
R_{avt}	Réflectivité de la facette avant de la diode laser	/
R_B	Réflectivité à la longueur d'onde de Bragg	/
R_e	Réflexion effective en intensité	/
R_{ext}	Réflexion du miroir fermant la cavité externe	/
RIN	Bruit d'intensité relatif	[$dB.Hz^{-1}$]
R_{min}	Réflectivité minimale à imposer pour verrouiller la diode laser	/
t	Temps ou durée	[s]
T	Température	[K]
U	Tension	[V]
V	Potentiel électrique	[V]
w	Largeur de la fenêtre de diffusion du guide de sortie	[m]
W	Largeur de la fenêtre de diffusion du guide d'entrée	[m]
W_{DL}	Largeur du ruban de la diode laser	[m]
$\mathcal{W}$	Travail	[J]
x, y, z	Axes et ordonnées	[m]
x_B	Fraction molaire	/

SYMBOLES GRECS

Symbole	Signification	Unité
α_c	Coefficient de couplage avec la diode laser	/
α_c^{HI}	Coefficient de couplage avec la fibre optique HI 1060	/
α_D	Coefficient d'absorption par diffusion	[m^{-1}]
α_{epa}	Coefficient de pertes occasionnées par l'épanouisseur	/
α_{epa}^0	Coefficient de pertes occasionnées par l'épanouisseur sur le mode fondamental	/
α_F	Pertes dues à la réflexion de Fresnel sur une interface	/
α_{ins}	Pertes par insertion	/
α_m	Coefficient de fuite des miroirs	[m^{-1}]
α_{obj}	Pertes dues à l'objectif de microscope	/

α_{prop}	Pertes par propagation	[m^{-1}]
$\alpha_{prop}{}^{w}$	Pertes par propagation dans le guide étroit	[m^{-1}]
$\alpha_{prop}{}^{W}$	Pertes par propagation dans le guide large	[m^{-1}]
β	Constante de propagation	[m^{-1}]
β_m	Constante de propagation du mode d'ordre m	[m^{-1}]
γ	Coefficient de gain	[m^{-1}]
$\hat{\gamma}$	Coefficient normalisé de gain	/
γ_0	Coefficient de gain petit signal	[m^{-1}]
γ_e	Coefficient de gain au seuil de la cavité double	[m^{-1}]
γ_p	Pic du coefficient de gain	[m^{-1}]
γ_s	Coefficient de gain au seuil	[m^{-1}]
Γ	Facteur de confinement du champ dans la couche active	/
$\Delta\lambda$	Largeur spectrale	[m]
$\Delta\lambda_B$	Largeur spectrale à mi-hauteur du réseau de Bragg	[m]
$\Delta\nu$	Largeur spectrale	[Hz]
$\Delta\nu_D$	Décalage fréquentiel Doppler	[Hz]
$\Delta\Lambda$	Largeur caractéristique du spectre de gain	[m]
ζ	Facteur d'élargissement spectral	/
η	Force de la rétroaction	/
θ	Angle local de l'épanouisseur	[rad]
θ_c	Angle critique de l'épanouisseur	[rad]
Θ_y	Angle local de la transition de confinement vertical	[rad]
κ	Coefficient de couplage ou d'interaction du réseau de Bragg	[m^{-1}]
λ	Longueur d'onde	[m]
λ_0	Longueur d'onde dans le vide	[m]
λ_B	Longueur d'onde de Bragg	[m]
λ_g	Longueur d'onde du gap	[m]
λ_s	Longueur d'onde au seuil laser	[m]
Λ	Pas du réseau de Bragg	[m]
μ_A	Mobilité du sodium	[$m^2.V^{-1}.s^{-1}$]
μ_B	Mobilité de l'argent	[$m^2.V^{-1}.s^{-1}$]
ν	Fréquence	[Hz]
ν_L	Fréquence de l'émission laser	[Hz]
ν_{OL}	Fréquence de l'oscillateur local	[Hz]
ν_p	Fréquence au pic de gain	[Hz]
ν_s	Fréquence au seuil laser	[Hz]
ρ_c	Densité d'états dans la bande de conduction	[$m^{-3}.J^{-1}$]
ρ_v	Densité d'états dans la bande de valence	[$m^{-3}.J^{-1}$]
σ_x	Demi-largeur horizontale du mode guidé	[m]
σ_y	Demi-largeur verticale du mode guidé	[m]
τ_{ext}	Temps d'aller-retour dans la cavité externe	[s]
τ_{in}	Temps d'aller-retour dans la cavité de la diode laser	[s]

ϕ_ν	Flux de photons de fréquence ν	[$m^{-2}.s^{-1}$]
ψ	Amplitude	/
ω	Pulsation	[$rad.s^{-1}$]

CONSTANTES PHYSIQUES

Symbole	Signification	Valeur
c	Vitesse de la lumière dans le vide	299 792 458 $m.s^{-1}$
q	Charge élémentaire	$1{,}602\ 176\ 565(35).10^{-19}$ C
h	Constante de Planck	$6{,}626\ 069\ 57(29).10^{-34}$ J.s
$\hbar$	Constante de Planck réduite	$1{,}054\ 571\ 726(47).10^{-34}$ J.s
k_B	Constante de Boltzmann	$1{,}380\ 6488(13).10^{-23}$ $J.K^{-1}$
$\mathcal{N}_A$	Nombre d'Avogadro	$6{,}022\ 141\ 29(27).10^{23}$ mol^{-1}
μ_0	Perméabilité	$4\pi.10^{-7}$ $N.A^{-2}$
$\varepsilon_0 = 1 / c^2 / \mu_0$	Permittivité	$8{,}854\ 187\ 817\ldots .10^{-12}$ $F.m^{-1}$

Bibliographie

[1] http://www.flightradar24.com/.
[2] M. Defour and C. Delaveau, *Avionique*, THALES ed.: Gallimard Loisirs, 2010.
[3] H. D. Pitot, "Description d'une machine pour mesurer la vitesse des eaux courantes et le sillage des vaiseaux," ed: Mémoires de Mathématiques & de Physique de l'Académie Royale des Sciences, 1732, pp. 363 - 378.
[4] V. Houart and E. Petit, *Dictionnaire illustré de l'aviation*: Seghers, 1964.
[5] C.H. Snyder and J. W. Zimmerman, *Aviation Weather* vol. 2, Chapitre 10: F.A.A., 1975.
[6] R. AGARDograph, "Optical Air Flow Measurements in Flight," vol. 20, Flight Test Instrumentation Series ed, 2003, pp. 5-9.
[7] J. MANDLE, "Anémomètre laser," *Techniques de l'ingénieur. Electronique,* vol. 6, pp. E4320. 1-E4320. 8, 1998.
[8] R. AGARDograph, "Optical Air Flow Measurements in Flight," vol. 20, Flight Test Instrumentation Series ed, 2003, pp. 5-2.
[9] A. Renard, Lacondemine, X., Schlotterbeck, J.P., "Single-Particle LIDAR Anemometry Method and System," U.S. Patent, 2011/0181863 A1.
[10] L. Bastard, J. E. Broquin, F. Gardillou, C. Cassagnettes, J. P. Schlotterbeck, and P. Rondeau, "Development of a ion-exchanged glass integrated optics DFB laser for a LIDAR application," in *Proc. SPIE 7218*, 2009, p. 721817.
[11] M. Paiam, C. Janz, R. MacDonald, and J. Broughton, "Compact planar 980/1550-nm wavelength multi/demultiplexer based on multimode interference," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 7, pp. 1180-1182, 1995.
[12] E. Ghibaudo, J. E. Broquin, and P. Benech, "Integrated optic broadband duplexer made by ion exchange," *Applied physics letters,* vol. 82, p. 1161, 2003.
[13] D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, and J. E. Broquin, "Realization of a 980-nm/1550-nm pump-signal (de) multiplexer made by ion-exchange on glass using a segmented asymmetric y-junction," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 19, pp. 698-700, 2007.
[14] L. Onestas, D. Bucci, E. Ghibaudo, and J. Broquin, "Vertically Integrated Broadband Duplexer for Erbium-Doped Waveguide Amplifiers Made by Ion Exchange on Glass," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 23, pp. 648-650, 2011.
[15] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. H. Kim, G. F. Dionne, L. C. Kimerling, *et al.*, "On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators," *Nature Photonics,* vol. 5, pp. 758-762, 2011.
[16] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy, J. E. Broquin, *et al.*, "Hybrid magneto-optical mode converter made with a magnetic nanoparticles-doped SiO2/ZrO2 layer coated on an ion-exchanged glass waveguide," *Applied Physics Letters,* vol. 99, pp. 251108-251108-4, 2011.
[17] M. Bettiati, V. Cargemel, P. Pagnod, C. Hervo, P. Garabedian, P. Issert, *et al.*, "Reaching 1 watt reliable output power on single-mode 980 nm pump lasers," in *Proc. of SPIE 7198*, 2009, pp. 71981D-1.
[18] 3s. Photonics. *Terrestrial Pump Modules (http://www.3sphotonics.com/3SPhotonics/Applications.php?locale=en&Application_no=21&sub_category_id=728&cat_category_id=727 ed.).*
[19] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* vol. Second Edition, p. 637: Wiley, 2007.

[20] M. Ludowise, W. Dietze, C. Lewis, M. Camras, N. Holonyak, B. Fuller, *et al.*, "Continuous 300K laser operation of strained superlattices," *Applied Physics Letters,* vol. 42, pp. 487-489, 1983.
[21] K. Petermann, *Laser diode modulation and noise* vol. 3, Chapitre 2, p.37: Kluwer Academic Publishers, 1991.
[22] S. Blaize, "Etude et réalisation d'un microlaser à contre-réaction répartie en optique intégrée sur verre," Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 2001.
[23] Y. Sidorin and D. Howe, "Some characteristics of an extremely-short-external-cavity laser diode realized by butt coupling a Fabry–Perot laser diode to a single-mode optical fiber," *Applied optics,* vol. 37, pp. 3256-3263, 1998.
[24] W. H. Cheng and S. M. Yeh, "Conical-wedge-shaped lensed fiber and the method of making the same," ed: U.S. Patent, 2009/7515789B2.
[25] H. Yoda and K. Shiraishi, "A new scheme of a lensed fiber employing a wedge-shaped graded-index fiber tip for the coupling between high-power laser diodes and single-mode fibers," *Journal of lightwave technology,* vol. 19, p. 1910, 2001.
[26] C. Harder, "Pump diode lasers," *Optical Fiber Telecommunications VA: Components and Subsystems,* vol. Chapitre 5, p. 107, 2008.
[27] H. Wenzel, F. Bugge, M. Dallmer, F. Dittmar, J. Fricke, K. Hasler, *et al.*, "Fundamental-lateral mode stabilized high-power ridge-waveguide lasers with a low beam divergence," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 20, pp. 214-216, 2008.
[28] C. Giles, T. Erdogan, and V. Mizrahi, "Simultaneous wavelength-stabilization of 980-nm pump lasers," *IEEE Photonics Technology Letters,* vol. 6, pp. 907-909, 1994.
[29] B. Ventrudo, G. Rogers, G. Lick, D. Hargreaves, and T. Demayo, "Wavelength and intensity stabilisation of 980 nm diode laserscoupled to fibre Bragg gratings," *Electronics Letters,* vol. 30, pp. 2147-2149, 1994.
[30] B. Ventrudo and G. Rogers, "Fibre-grating-stabilized diode laser," ed: U.S. Patent 5,485,481, 1996.
[31] K. Petermann, *Laser diode modulation and noise* vol. 3, Chapitre 7 p.163: Kluwer Academic Publishers, 1991.
[32] D. Lenstra, B. Verbeek, and A. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics,* vol. 21, pp. 674-679, 1985.
[33] S. Mohrdiek, T. Pliska, C. Harder, J. AG, and S. Zurich, "Coolerless operation of 980 nm pump modules," in *Optical Fiber Communication*, 2001.
[34] M. Achtenhagen, S. Mohrdiek, T. Pliska, N. Matuschek, C. Harder, A. Hardy, *et al.*, "LI characteristics of fiber Bragg grating stabilized 980-nm pumplasers," *IEEE Photonics Technology Letters,* vol. 13, pp. 415-417, 2001.
[35] F. Timofeev and R. Kashyap, "High-power, ultra-stable, single-frequency operation of a long, doped-fiber external-cavity, grating-semiconductor laser," *Optics Express,* vol. 11, pp. 515-520, 2003.
[36] G. Yang, G. Smith, M. Davis, D. Loeber, M. Hu, C. Zah, *et al.*, "Highly reliable high-power 980-nm pump laser," *IEEE Photonics Technology Letters,* vol. 16, pp. 2403-2405, 2004.
[37] T. Pliska, S. Arlt, R. Bättig, T. Kellner, I. Jung, N. Matuschek, *et al.*, "Wavelength stabilized 980nm uncooled pump laser modules for erbium-doped fiber amplifiers," *Optics and Lasers in Engineering,* vol. 43, pp. 271-289, 2005.

[38] M. Davis, G. Ghislotti, S. Balsamo, D. Loeber, G. Smith, M. Hu, *et al.*, "Grating stabilization design for high-power 980-nm semiconductor pump lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,* vol. 11, pp. 1197-1208, 2005.
[39] M. Bettiati, C. Starck, F. Laruelle, V. Cargemel, P. Pagnod, P. Garabedian, *et al.*, "Very high power operation of 980 nm single-mode InGaAs/AlGaAs pump lasers," in *Proc. of SPIE 6104*, 2006, pp. 61040F-1.
[40] A. Moser, "Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs lasers," *Applied physics letters,* vol. 59, pp. 522-524, 1991.
[41] M. Gasser and E. E. Latta, "Method for mirror passivation of semiconductor laser diodes," ed: US Patent, 1991/5063173.
[42] C. Walker, A. Bryce, and J. Marsh, "Improved catastrophic optical damage level from laser with nonabsorbing mirrors," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 14, pp. 1394-1396, 2002.
[43] F. Houle, D. Neiman, W. Tang, and H. Rosen, "Chemical changes accompanying facet degradation of AlGaAs quantum well lasers," *Journal of applied physics,* vol. 72, pp. 3884-3896, 1992.
[44] E. Kintzer, J. Walpole, S. Chinn, C. Wang, and L. Missaggia, "High-power, strained-layer amplifiers and lasers with tapered gain regions," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 5, pp. 605-608, 1993.
[45] M. Kelemen, J. Weber, G. Kaufel, G. Bihlmann, R. Moritz, M. Mikulla, *et al.*, "Tapered diode lasers at 976 nm with 8 W nearly diffraction limited output power," *Electronics Letters,* vol. 41, pp. 1011-1013, 2005.
[46] R. Ostendorf, G. Kaufel, R. Moritz, M. Mikulla, O. Ambacher, M. Kelemen, *et al.*, "10 W high-efficiency high-brightness tapered diode lasers at 976 nm," 2008, pp. 68760H-1.
[47] G. Lucas-Leclin, D. Paboeuf, P. Georges, J. Holm, P. Andersen, B. Sumpf, *et al.*, "Wavelength stabilization of extended-cavity tapered lasers with volume Bragg gratings," *Applied Physics B: Lasers and Optics,* vol. 91, pp. 493-498, 2008.
[48] M. Ziari, S. O'brien, M. Hagberg, R. Lang, and E. Vail, "Fiber grating-stabilized, semiconductor pump source," ed: U.S. Patent 6,525,872 B1, 2003.
[49] M. T. Kelemen, F. Rinner, J. Rogg, N. Wiedmann, R. Kiefer, M. Walther, *et al.*, "High-power high-brightness ridge-waveguide tapered diode lasers at 940 nm," 2002, pp. 75-81.
[50] m2k-Laser. *Tapered Laser (http://www.m2k-laser.de/download/TAL_e.htm ed.).*
[51] M. Peters, V. Rossin, and B. Acklin, "High efficiency, high reliability laser diodes at JDS uniphase," 2005, p. 143.
[52] G. Erbert, G. Beister, F. Bugge, A. Knauer, R. Huelsewede, W. Pittroff, *et al.*, "Performance of 3 W/100 µm stripe diode lasers at 950 nm and 810 nm," 2001, p. 94.
[53] B. Volodin, S. Dolgy, E. Melnik, E. Downs, J. Shaw, and V. Ban, "Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings," *Optics letters,* vol. 29, pp. 1891-1893, 2004.
[54] D. Richardson, J. Nilsson, and W. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]," *JOSA B,* vol. 27, pp. B63-B92, 2010.
[55] P. Madasamy, S. Honkanen, D. Geraghty, and N. Peyghambarian, "Single-mode tapered waveguide laser in Er-doped glass with multimode-diode pumping," *Applied Physics Letters,* vol. 82, p. 1332, 2003.
[56] M. P. Bendett, "Apparatus and method for integrated photonic devices having gain and wavelength selectivity," U.S. Patent, 2002.

[57] M. P. Bendett, "Apparatus and method for integrated photonic devices having high performance waveguides and multicompositonal substrates," U.S. Patent, 2005.
[58] V. Donzella, V. Toccafondo, S. Faralli, F. Di Pasquale, C. Cassagnettes, D. Barbier*, et al.*, "Ion-exchanged Er3+/Yb3+ co-doped waveguide amplifiers longitudinally pumped by broad area lasers," *Optics Express,* vol. 18, pp. 12690-12701, 2010.
[59] V. S. Shah, L. Curtis, R. S. Vodhanel, D. P. Bour, and W. C. Young, "Efficient power coupling from a 980-nm, broad-area laser to a single-mode fiber using a wedge-shaped fiber endface," *Lightwave Technology, Journal of,* vol. 8, pp. 1313-1318, 1990.
[60] R. Kazarinov, N. Stelmakh, and H. Temkin, "Optical waveguide multimode to single mode transformer," ed: U.S. Patent 6,580,850 B1, 2003.
[61] M. Kolesnikov, J. Castillega, N. Bhandarkar, and N. Stelmakh, "Spatially singlemode broad-area semiconductor laser with planar external cavity," *Electronics Letters,* vol. 40, pp. 807-808, 2004.
[62] G. Dixon, "Technique for locking an external cavity large-area laser diode to a passive optical cavity," ed: U.S. Patent 5,572,542, 1996.
[63] V. Raab and R. Menzel, "External resonator design for high-power laser diodes that yields 400mW of TEM< sub> 00</sub> power," *Optics letters,* vol. 27, pp. 167-169, 2002.
[64] L. Lang, J. J. Lim, S. Sujecki, and E. Larkins, "Improvement of the beam quality of a broad-area diode laser using asymmetric feedback from an external cavity," *Optical and quantum electronics,* vol. 40, pp. 1097-1102, 2008.
[65] J. J. Lim, S. Sujecki, L. Lang, Z. Zhang, D. Paboeuf, G. Pauliat*, et al.*, "Design and simulation of next-generation high-power, high-brightness laser diodes," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 15, pp. 993-1008, 2009.
[66] D. Anthon, "Fiber grating feedback stabilization of broad area laser diode," ed: U.S. Patent 6,125,222, 2000.
[67] D. Kuksenkov, J. Minelly, and L. Zenteno, "Semiconductor or solid-state laser having an external fiber cavity," ed: U.S. Patent 6,625,182 B1, 2003.
[68] K. Liou, "Semiconductor laser having integrated waveguiding lens," ed: U.S. Patent 5,517,517, 1996.
[69] D. Barbier and P. Benech, "Composant de couplage, réalisé en optique intégrée, apte à adapter une source lumineuse à un élément d'optique guidée et laser de puissance le comportant," France Patent, 2001/2 821 166.
[70] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* vol. 2, Chapitre 16, p.632: Wiley, 2007.
[71] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* vol. 2, Chapitre 16, Section 16.1.C.: Wiley, 2007.
[72] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of Photonics* vol. 2, Chapitre 16, p.664: Wiley, 2007.
[73] R. Braunstein, "Radiative transitions in semiconductors," *Physical Review,* vol. 99, p. 1892, 1955.
[74] H. Kroemer, "A proposed class of hetero-junction injection lasers," *Proceedings of the IEEE,* vol. 51, pp. 1782-1783, 1963.
[75] R. A. Charmakadze, R. I. Chikovani, and Z. I. Alferov, "Semiconductor light-emitting diode and method for producing same," ed: U.S. Patent, 1976/3958265, 1976.
[76] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* vol. Second Edition, p. 706: Wiley, 2007.

[77] Z. I. Alferov, "The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology," *Nobel Lecture,* pp. 413-441, 2000.
[78] D. GUIMARD, J. TATEBAYASHI, and Y. ARAKAWA, "Diodes laser pour les télécommunications optiques," *Techniques de l'ingénieur. Electronique,* vol. 1, 2006.
[79] D. Rodriguez, I. Esquivias, S. Deubert, J. Reithmaier, A. Forchel, M. Krakowski*, et al.*, "Gain, index variation, and linewidth-enhancement factor in 980-nm quantum-well and quantum-dot lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 41, pp. 117-126, 2005.
[80] R. Tkach and A. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5-μm distributed feedback lasers," *Lightwave Technology, Journal of,* vol. 4, pp. 1655-1661, 1986.
[81] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. Weller, and R. Miles, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* vol. 30, pp. 401-410, 1982.
[82] R. Tkach and A. Chraplyvy, "Linewidth broadening and mode splitting due to weak feedback in single-frequency 1.5 μm lasers," *Electronics Letters,* vol. 21, pp. 1081-1083, 1985.
[83] N. Schunk and K. Petermann, "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 24, pp. 1242-1247, 1988.
[84] C. Henry and R. Kazarinov, "Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors," *IEEE Journal of Quantum Electronics,* vol. 22, pp. 294-301, 1986.
[85] K. Petermann, "External optical feedback phenomena in semiconductor lasers," *IEEE J. of Sel. Topics in Quantum Electronics,* vol. 1, p. 480, 1995.
[86] A. Fischer, M. Yousefi, D. Lenstra, M. W. Carter, and G. Vemuri, "Experimental and theoretical study of semiconductor laser dynamics due to filtered optical feedback," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 10, pp. 944-954, 2004.
[87] G. Van Tartwijk and G. Agrawal, "Laser instabilities: a modern perspective," *Progress in Quantum Electronics,* vol. 22, pp. 44-122, 1998.
[88] G. Van Tartwijk and D. Lenstra, "Semiconductor lasers with optical injection and feedback," *Quantum Semiclass. Opt,* vol. 7, pp. 87–143, 1995.
[89] C. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics,* vol. 18, pp. 259-264, 1982.
[90] J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback: theory andexperiment," *IEEE Journal of Quantum Electronics,* vol. 28, pp. 93-108, 1992.
[91] J. Sacher, W. Elsasser, and E. O. Gobel, "Nonlinear dynamics of semiconductor laser emission under variable feedback conditions," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 27, pp. 373-379, 1991.
[92] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise* vol. 3, Chapitre 3, p.61: Kluwer Academic Publishers, 1991.
[93] R. Jäger, J. Heerlein, E. Deichsel, and P. Unger, "63% wallplug efficiency MBE grown InGaAs/AlGaAs broad-area laser diodes and arrays with carbon p-type doping using CBr< sub> 4</sub>," *Journal of crystal growth,* vol. 201, pp. 882-885, 1999.
[94] Z. Xu, W. Guo, L. Cheng, A. Nelson, K. Luo, A. Mastrovito*, et al.*, "High-brightness, high-efficiency 940-980nm InGaAs/AlGaAs/GaAs broad waveguide diode lasers," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2005, pp. 420-422.

[95] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, *et al.*, "20W continuous wave reliable operation of 980nm broad-area single emitter diode lasers with an aperture of 96µm," 2009, p. 719814.
[96] L. Asryan, N. Gun'ko, A. Polkovnikov, G. Zegrya, R. Suris, P. Lau, *et al.*, "Threshold characteristics of InGaAsP/InP multiple quantum well lasers," *Semiconductor science and technology,* vol. 15, p. 1131, 2000.
[97] A. Milton and W. Burns, "Mode coupling in optical waveguide horns," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 13, pp. 828-835, 1977.
[98] A. Yariv and M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 13, pp. 233-253, 1977.
[99] G. R. Hadley and R. Smith, "Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions," *Lightwave Technology, Journal of,* vol. 13, pp. 465-469, 1995.
[100] M. L. Huggins, K. H. Sun, and D. O. Davis, "The dispersion of silicate glasses as a function of composition. II," *JOSA,* vol. 32, pp. 635-648, 1942.
[101] J. Broquin, "Glass integrated optics: state of the art and position toward other technologies," 2007, p. 647507.
[102] E. Borsella, G. De Marchi, F. Caccavale, F. Gonella, G. Mattei, P. Mazzoldi, *et al.*, "Silver cluster formation in ion-exchanged waveguides: Processing technique and phenomenological model," *Journal of non-crystalline solids,* vol. 253, pp. 261-267, 1999.
[103] D. Bucci, "Mise au point d'un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrrée sur verre," Thèse de doctorat, IMEP, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
[104] R. Terai and R. Hayami, "Ionic diffusion in glasses," *Journal of Non-Crystalline Solids,* vol. 18, pp. 217-264, 1975.
[105] J. Isard, "The Haven ratio in glasses," *Journal of Non-Crystalline Solids,* vol. 246, pp. 16-26, 1999.
[106] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint André, D. Persegol, and M. Levy, "Modeling ion exchange in glass with concentration dependent diffusion coefficients and mobilities," *Optical Engineering,* vol. 35, p. 1603, 1996.
[107] L. ONESTAS, "Mise au point d'un duplexeur pompe/signal vertical en optique intégrée sur verre," Thèse de doctorat, IMEP, Insititut National Polytechnique de Grenoble, 2010.
[108] F. Gardillou, L. Bastard, and J. E. Broquin, "4.25 dB gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques," *Applied physics letters,* vol. 85, p. 5176, 2004.
[109] A. Morand, C. Sanchez-Perez, P. Benech, S. Tedjini, and D. Bose, "Integrated optical waveguide polarizer on glass with a birefringent polymer overlay," *Photonics Technology Letters, IEEE,* vol. 10, pp. 1599-1601, 1998.
[110] V. Neuman, O. Parriaux, and L. Walpita, "Double-alkali effect: influence on index profile of ion-exchanged waveguides," *Electronics Letters,* vol. 15, pp. 704-706, 1979.
[111] Thorlabs. *HI 1060 (http://www.thorlabs.de/thorProduct.cfm?partNumber=HI1060-100.*
[112] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise* vol. 3,Chapitre 2, p. 23: Kluwer Academic Publishers, 1991.
[113] H. Casey, "Room-temperature threshold-current dependence of GaAs-AlxGa1-xAs double-heterostructure lasers on x and active- layer thickness," *Journal of Applied Physics,* vol. 49, pp. 3684-3692, 1978.

[114] R. Nahory and M. Pollack, "Threshold dependence on active-layer thickness in InGaAsP/InP DH lasers," *Electronics Letters,* vol. 14, pp. 727-729, 1978.
[115] D. Mehuys, R. Lang, M. Mittelstein, J. Salzman, and A. Yariv, "Self-stabilized nonlinear lateral modes of broad area lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 23, pp. 1909-1920, 1987.
[116] R. J. Lang, A. G. Larsson, and J. G. Cody, "Lateral modes of broad area semiconductor lasers: Theory and experiment," *Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 27, pp. 312-320, 1991.
[117] Bertoldi and Odile, "Etude et réalisation d'un multiplexeur à insertion-extraction de longueur d'ondes en optique intégrée sur verre," Doctorat, Institut National Polytechnique de grenoble, INPG, Grenoble, 2005.
[118] J. Love, W. Henry, W. Stewart, R. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices. I. Adiabaticity criteria," 1991, pp. 343-354.
[119] J. Albert and J. W. Y. Lit, "Full modeling of field-assisted ion exchange for graded index buried channel optical waveguides," *Applied optics,* vol. 29, pp. 2798-2804, 1990.
[120] I. Moerman, P. P. Van Daele, and P. M. Demeester, "A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of,* vol. 3, pp. 1308-1320, 1998.
[121] L. Bastard, "Matrice de lasers à haute cohérence en optique intégrée sur verre," Thèse de doctorat, Grenoble INP, 2003.
[122] R. Haas. *Microposit S1800 G2 Series Photoresists* (*http://www.microresist.de/products/room_haas/pdf/Microposit_S1800_G2_Serie.pdf*.
[123] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics* vol. 1, Chapitre 8, p.239: Wiley, 1986.
[124] D. Barbier, C. Cassagnettes, J. Philipsen, and S. Valette, "Structure d'amplification optique réalisée en optique intégrée et boitier d'amplification intégrant une telle structure," France Patent, 2002.
[125] J. Broquin and R. Rimet, "Integrated optic device with active and passive guide zones," ed: U.S. Patent 5,867,623, 1999.
[126] M. Casale, D. Bucci, L. Bastard, and J. E. Broquin, "1.55 µm hybrid waveguide laser made by ion-exchange and wafer bonding," in *Proc. of SPIE 8264*, 2012, pp. 826409-1.

Résumé

Le niveau de sécurité requis dans l'aviation civile a conduit à l'utilisation de plusieurs chaînes séparées de mesures pour une même information. Il est désormais recommandé de les compléter par une chaîne de mesure dissemblable. Ainsi, THALES Avionics développe depuis 2006 un anémomètre laser dont l'injecteur est réalisé en optique intégrée sur verre pour la mesure de la vitesse de l'avion. Ce travail de thèse vise à poursuivre la miniaturisation en hybridant sur une puce de verre la diode laser de pompe qui alimente l'injecteur optique. L'architecture proposée repose sur le verrouillage d'une diode laser à ruban large sur son mode fondamental grâce à une cavité externe planaire. Celle-ci est constituée d'un convertisseur modal réalisé par échange d'ions sur verre intégrant un réseau de Bragg à sa sortie monomode.

Le travail réalisé dans cette thèse comporte trois étapes principales. Dans un premier temps, un modèle analytique a permis de dimensionner la rétroaction optique à imposer sur la diode. L'échange d'ions sélectivement assisté par champ électrique a permis dans un second temps de réaliser un convertisseur modal adapté à la liaison entre la diode ruban et la fibre optique monomode de récupération. Finalement, le verrouillage modal a été démontré grâce à l'utilisation d'une fibre optique à réseau de Bragg. L'émission spectrale de la diode laser a été stabilisée autour de la longueur d'onde de Bragg sur une largeur spectrale de 0,3 nm tandis que la puissance en sortie de la fibre monomode a atteint 100 mW. Le réseau de Bragg a alors été intégré sur la puce optique et l'émission de la diode laser ruban a également été stabilisée par la rétroaction intégrée. La forte réflexion du réseau a limité la puissance en sortie du dispositif et une émission sur deux modes transverses a été constatée. Les perspectives de cette étude portent, d'une part, sur l'augmentation de la puissance en sortie du dispositif et, d'autre part, sur la réalisation d'un système de pompage monolithique d'un milieu actif placé au sein de la cavité externe.

Mots-clés : optique intégrée, échange d'ions sur verre, diode laser de pompe, rétroaction optique, cavité externe planaire.

Abstract

Objectives of security in civil aviation are reached in multiplying separated measuring chains. The use of dissimilar measuring chains is now encouraged. For this purpose, THALES Avionics has developed an aircraft speed laser anemometer. The suitability of integrated optics on glass for the miniaturisation of the system has been proven in 2006. This thesis aims at pushing ahead with the miniaturisation in hybridising the pump laser diode which supplies the seed laser on a glass platform. The structure consists on locking the fundamental of a Broad Area Laser Diode (BALD) thanks a planar external cavity, composed of a modal converter made by ion-exchange on glass and a Bragg grating.

First, easy-to-use conception rules for the BALD's optical feedback are elaborated. Then, the technique of selective field-assisted ion-exchange is shown to be adapted to the realisation of a modal converter between the BALD and a single-mode collecting optical fibre. The realised converter demonstrated the modal-locking thanks to the use a fibre Bragg grating. The BALD has been stabilized around the Bragg wavelength with a spectral width of 0.3 nm and stable single-mode output power has reached 100 mW. The Bragg grating has then been integrated on the optical chip and the integrated locking of the BALD has been achieved. The output power has been limited by the high reflectivity of the grating. As perspectives, the increase of the output power has been studied and a highly integrated system of intra-cavity pumping is proposed.

Keywords : Integrated Optics, Ion Exchange on Glass, Pump Laser Diode, Optical Feedback, Planar External Cavity.