



Réalisation d'un laser DFB hybride sur substrat de verre

Marco Casale

► To cite this version:

Marco Casale. Réalisation d'un laser DFB hybride sur substrat de verre. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT: 2014GRENT011 . tel-01135882v2

HAL Id: tel-01135882

<https://theses.hal.science/tel-01135882v2>

Submitted on 29 Feb 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Nano-Electronique et Nano-Technologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Marco CASALE

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel BROQUIN** et
co-encadrée par **Davide BUCCI**

préparée au sein de l'**Institut de Microélectronique
Electromagnétisme et Photonique - Laboratoire d'Hyperfréquence
et de Caractérisation (IMEP-LAHC)**
dans l'**École Doctorale Electronique, Electrotechnique,
Automatisme et Traitement du Signal (EEATS)**

Réalisation d'un laser DFB hybride sur substrat de verre

Thèse soutenue publiquement le **8 avril 2014**,
devant le jury composé de :

Dr. Guy VITRANT

Directeur de Recherche à l'IMEP-LAHC, Grenoble, Président

Pr. Guido PERRONE

Associate Professor au Politecnico di Torino, Turin (Italie), Rapporteur

Dr. François ROYER

Maître de Conférences à l'Université Jean Monnet, Saint Etienne, Rapporteur

Dr. Taha BENYATTOU

Directeur de Recherche à l'INL, Lyon, Examineur

Dr. Florent GARDILLOU

Ingénieur à Teem Photonics SA, Meylan, Invité

Dr. Davide BUCCI

Maître de Conférences à Grenoble-INP, Grenoble, Co-encadrant de thèse

Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN

Professeur des Universités à Grenoble-INP, Grenoble, Directeur de thèse



Alla mia famiglia

*« Ever tried. Ever failed. No matter.
Try again. Fail again. Fail better. »*
Samuel Beckett, *Worstward Ho*

Remerciements

Je voudrais remercier tout d’abord Gérard Ghibaudo et Jean-Emmanuel Broquin, directeurs du laboratoire pendant la durée de mon doctorat, pour m’avoir accueilli au sein de l’IMEP-LAHC et permis de travailler dans de bonnes conditions matérielles.

Je veux également exprimer ma gratitude aux membres de mon jury pour avoir accepté de juger ce travail. Ainsi, mes sincères remerciements vont à Guy Vitrant, directeur de recherche à l’IMEP-LAHC, pour avoir présidé mon jury. Je remercie Guido Perrone, professeur au Politecnico di Torino, et François Royer, maître de conférences à l’Université Jean Monnet de Saint Étienne, pour avoir accepté la tâche de rapporter sur ce manuscrit et Taha Benyattou, directeur de recherche à l’Institut de Nanotechnologie de Lyon pour avoir examiné mon travail. Enfin, merci à Florent Garillou, ingénieur à Teem Photonics, pour avoir fait partie du jury.

J’adresse mes remerciements les plus sincères à mes deux directeurs de thèse Davide Bucci et Jean-Emmanuel Broquin. Votre rigueur scientifique, votre dynamisme, votre implication et votre disponibilité ont été un support fondamental à mes travaux de thèse. Je vous remercie particulièrement pour la confiance que vous m’avez accordée et qui a été indispensable à l’aboutissement de ce travail. J’espère pouvoir transmettre au moins une partie de ce que j’ai appris pendant ces années à vos côtés.

Je remercie Lionel Bastard pour m’avoir formé aux mesures d’amplification, pour les fréquentes discussions sur la modélisation des guides d’onde amplificateurs et des lasers DFB, et pour son soutien tout au long de cette thèse. Merci à Elise Ghibaudo pour m’avoir initié aux échanges thallium, pour l’intérêt porté à mon travail et pour son soutien constant. Je tiens également à remercier Guy Vitrant, responsable du thème PHOTO du laboratoire, et Pierre Benech, directeur de Phelma, pour leur soutien scientifique notamment sur les guides de Bragg et leurs modes guidés et rayonnés.

Un grand merci du fond du cœur à Aude Bouchard, responsable de la plateforme technologique, et Gregory Grosa, responsable de la plateforme de caractérisation optique. Merci Aude pour nos discussions à 7h45, pour les moments passés dans la salle thallium et en salle blanche, pour les fours démontés et surtout pour ta disponibilité, ta gentillesse, ton dévouement et ton écoute. Merci Greg pour les bancs d’optique constamment améliorés et pour chercher toujours un moyen de faire face aux différentes requêtes de chacun, et en particulier pour ta bonne humeur, ton humour et ta franchise. Sans votre aide et votre implication tout composant se

serait réduit à quelques dessins sur mon cahier et à des simulations sur mon ordinateur.

Je remercie également Xavier Mescot, responsable de la plateforme CEP, et Nicolas Corrao, responsable de la plateforme HOC, pour leur aide lors des caractérisations AFM des réseaux de Bragg et du comportement temporel et fréquentiel du laser hybride.

Merci à Irina Ionica pour les nombreuses discussions et pour m'avoir aidé lors de la mesure AFM du dernier échantillon de ma thèse. Je remercie également Gerard Ghibaudo et Raphael Clerc pour les discussions sur les diodes électroluminescentes à base de polymères.

Merci à Quentin Rafay pour ses conseils tout au long de mon doctorat, pour avoir été décisif dans mes choix d'organiser les journées scientifiques du laboratoire et d'être représentant des doctorants et enfin pour sa contagieuse passion pour l'enseignement.

Je tiens également à remercier Nathalie Mathieu, Julien Poette, Laurent Aubard, Sylvain Huet et Fanny Poinssotte pour leur aide lors de la préparation TP d'électroniques.

Un grand merci à Delphine Constantin, Stéphane Litaudon, Bruno Gonzalez et Irene Pheng du CIME pour leur compétence, sympathie et disponibilité aussi bien lors des TP en salle blanche que lorsqu'il fallait chouchouter la RIE. Je remercie également Aurélien Morales pour son aide lors des TP à la plateforme PHOG et pour m'avoir gentiment permis d'utiliser l'interféromètre Fabry-Perot pour les caractérisations du spectre du laser hybride.

Je remercie particulièrement Benjamin Mazé et Stéphane Gluck de la société A2PS pour nos nombreuses discussions en salle de polissage.

Je dis aussi merci au personnel administratif : Dalhila, Valérie, Annaïck, Anne, Mireille, Joelle, Chahla et Isabelle ; votre efficacité et votre sourire ont permis de faire agréablement face à toute démarche administrative.

Merci à Sorin, Jan, Béatrice, Anne, Alain, Serge, Laurent, Youla, Gustavo, Jean-Daniel, Jean-Michel, Philippe, Daniel, Mireille, Yannis, Fabien, Brigitte, Antoine, Martine, Tan et Edwige pour les discussions amicales et pour vos conseils.

Je remercie de tout mon cœur les doctorants que j'ai eu l'opportunité de côtoyer lors de cette thèse.

Tout d'abord merci aux doctorants de l'équipe FLEICH : Bertrand pour ton enthousiasme, ton amour pour l'Italie et nos pauses cafés ; Armin pour ta vitalité et nos discussions sur les différents thèmes de l'actualité ; Thomas pour ton courage et tes rêves, pour le temps passé en salle d'holographie et les « légumes flamboyantes » de Muir Woods ; Lydie pour tes conseils et ton soutien tout au long de cette thèse ; François pour ta franchise et pour ton « même pas peur » ; Elsa pour les nombreux thés, le cinéma et pour avoir essayé de m'assouplir lors des séances yoga au Parc Paul Mistral ; Amelie pour amener toujours avec toi un bon bout de Savoie ; Hana pour ta culture, ton sens de la justice, ta sincérité, pour la fanfare et bien-sûr pour « Kaamelott » ; Fabien pour être là pour le café du matin et pour nos discussions sur la politique française et italienne ; Gerardo pour ta passion pour la science, le cinéma, la musique et la confiance que tu portes aux autres ; Sandie pour ton regard aigu, ton sens d'analyse et ta lucide folie ; Élodie pour ton écoute, ta politesse, ta curiosité et tes muffins chocolat-banane. Ensuite merci aux doctorants avec lesquels j'ai partagé le bureau : Subu, Hien, Friderike, Than

Huong, Habeb, Mohamed et Dahbia. Merci pour m’avoir supporté dans les différents moments de cette thèse. Merci à Amer, Flora et Benjamin pour avoir partagé avec moi l’expérience de représentant des membres non-permanents du laboratoire et à Mehdi, Jérôme, Fabien et Ines d’avoir pris le relais.

Enfin merci à Vincent, Bruno, Aline, Vitor, Evaneska, Imed, Pierre, Julien, Fatima, Carlos, Luca, Abderrazak, Tapas, Ramin, Minh Thuy, Tekfouy, Ronan, Xiaolan, Stephane, William, Luis, Adriana, Leonce, Karim, Zine, Claudio, Isil, Florent, Anne-Laure, Alina, Rémi, Arnaud...

Un grand merci à mes amis de Grenoble. Tout d’abord merci à Gabriel, Lara, Marcus, Friederike et Elsa pour avoir été là toujours à mes côtés et avoir partagé avec moi aussi bien les moments plus gais que les heures plus sombres ; sans votre soutien je ne serais probablement pas arrivé à écrire ces remerciements. Merci à « la famiglia » grenobloise qui s’est retrouvé si souvent au 6bis et ailleurs : Mathieu, Florance, Cécile, Alix, Anne-Laure et Suzane. Merci à Flora, Vincent, Aurélien, Anne-Laure car avec vous chaque randonnée c’est du « Harder, Better, Faster, Stronger ». Merci à Vitor pour les nombreuses sorties en vélos et les, presque si nombreux, poulets et entrecôtes. Merci à Émilie pour les endives gratinées, l’OM (et la Juve) et toutes les discussions autour d’une assiette, souvent de pâtes, ou d’une bière. Merci à Pierre pour ton humour, ta détermination et tes « j’en ai marre ». Merci à Karol pour aller droit et au milieu, mais toujours avec le sourire. Merci à Aline, Bertrand, JS, Bruno, Diana, Eva et Marcio pour les innombrables tartiflettes, fondues et barbecues... Merci à Alex, Massimo, Slavina et Albena pour les sorties vtt (à faire)... Merci à Marco et Mario pour votre gentillesse et votre soutien. Merci à Irene pour les madeleines de Proust et pour m’avoir supporté lors de nos cours d’allemand de 18h30 à 20h30 au campus.

Merci aux amis d’ailleurs : à Giovanni pour les 3 mois de collocation ; à Silke pour les fins de semaine à Vienne (les deux) ; à Andrea et Matteo pour avoir traversé les Alpes et être venu voir l’étape du tour de France à Grenoble ; à Michele, Tinus et Acca pour notre transhumance de 18 mois entre le fleuve Po, l’Isère et le Lac Léman ; à Stefi et Enrico pour les retrouvailles à Cuneo, Torino, Alba ou Bra lors des fêtes de Noël ; à Danilo pour être toujours là.

Un grazie infinito alla mia famiglia per la loro comprensione e per essere sempre stati al mio fianco. Il vostro supporto e il vostro affetto sono stati fondamentali per condurre a termine questo lavoro.

Enfin, à toi qui a été à mes cotés tout au long de cette thèse, merci.

Table des matières

Introduction	1
1 Intégration 3D et hybridation : problématiques et intérêts	5
1.1 Introduction	5
1.2 Origines et vocations de l'optique intégrée	6
1.3 Optique intégrée pour les télécommunications et les capteurs	8
1.3.1 Les télécommunications optiques	8
1.3.2 Les capteurs	13
1.4 Vers des plateformes technologiques	15
1.4.1 La filière silicium	16
1.4.2 Le verre	20
1.4.2.1 L'échange d'ions	21
1.4.2.2 Revue des principaux dispositifs réalisés par échange d'ions sur verre	23
1.5 Développement d'un système complexe : le LiDAR	31
1.5.1 Architectures des systèmes LiDAR pour l'anémométrie	31
1.5.2 Vers un système LiDAR en optique intégrée planaire	33
1.6 Objectifs de l'étude	35
1.7 Conclusion	38
2 Étude électromagnétique de la structure tridimensionnelle hybride	39
2.1 Introduction	39
2.2 Rappel sur la propagation guidée	40
2.2.1 Les équations de Maxwell	40
2.2.2 Le guide d'onde plan asymétrique	41
2.2.3 Le guide d'onde canal	44
2.2.4 La méthode de l'indice effectif	45
2.3 Les guides d'onde réalisés par échange d'ions	46
2.3.1 Théorie de l'échange d'ions	46
2.3.2 Les guides de surface et les guides enterrés	49

2.3.3	L'enterrage sélectif	51
2.4	Dimensionnement de l'amplificateur tridimensionnel	52
2.4.1	Présentation de la structure et logique de l'étude	53
2.4.2	Validation de l'architecture de l'amplificateur hybride	55
2.4.2.1	État de l'art, critères et objectifs à atteindre	55
2.4.2.2	Détermination des paramètres d'échange dans le superstrat actif	58
2.4.2.3	Détermination des paramètres d'échange dans le substrat passif	60
2.4.3	Adaptation de la structure hybride à l'intégration tridimensionnelle . . .	63
2.4.4	Section d'interfaçage : échange Ag^+/Na^+ non limité dans le superstrat .	65
2.4.4.1	La jonction Y asymétrique	66
2.4.4.2	Comportement électromagnétique de la section d'interfaçage .	68
2.4.5	Section d'interfaçage : délimitation de l'échange Ag^+/Na^+ dans le su- perstrat	72
2.5	Conclusion	76
3	Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride	79
3.1	Introduction	79
3.2	Théorie de l'amplification optique	80
3.2.1	L'interaction photon matière	80
3.2.2	Le verre IOG1 codopé erbium-ytterbium	83
3.2.3	L'amplification dans un guide d'onde	88
3.3	Réalisation et caractérisation du guide amplificateur hybride	90
3.3.1	Calcul théorique du gain	91
3.3.2	Procédé de fabrication du guide amplificateur hybride	92
3.3.3	Caractérisations passives	94
3.3.3.1	Mesure du profil d'intensité des modes guidés	94
3.3.3.2	Mesure des pertes	97
3.3.4	Validation de la structure amplificatrice	100
3.3.4.1	Prise en compte des caractérisations passives dans les simula- tions de gain	100
3.3.4.2	Mesure de gain	102
3.3.4.3	Comparaison entre le gain mesuré et le gain simulé dans le guide hybride	104
3.3.4.4	Conclusion sur les mesures de gain	108
3.4	Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel	108
3.4.1	Re-dimensionnement et gain théorique	109
3.4.2	Procédé technologique	112
3.4.2.1	Substrat passif	112
3.4.2.2	Superstrat actif	114
3.4.2.3	Le substrat comme support pour l'hybridation	114

3.4.3	Caractérisation des guides sélectivement enterrés	115
3.4.3.1	Mesure de la profondeur d'enterrage et du profil d'intensité des modes guidés	115
3.4.3.2	Mesure des pertes	118
3.4.3.3	Réponse spectrale	119
3.4.4	Caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel	121
3.4.4.1	Modicité et longueur d'onde de coupure	121
3.4.4.2	Mesure de pertes	122
3.4.4.3	Mesure de gain	124
3.5	Conclusion	126
4	Réalisation et caractérisation d'un laser DFB hybride tridimensionnel	129
4.1	Introduction	130
4.2	Émission laser	130
4.3	Structure étudiée	131
4.4	Modélisation du guide de Bragg	132
4.4.1	Principe du guide de Bragg	133
4.4.2	La théorie des modes couplés et ses hypothèses	134
4.4.3	Guide d'onde de Bragg passif : le miroir sélectif	135
4.4.4	Guide d'onde de Bragg actif : le laser DFB	138
4.4.4.1	Modèle du laser à gain constant	138
4.4.4.2	Modèle à gain variable selon z	141
4.5	Dimensionnement de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel . .	143
4.5.1	Pertes à la longueur d'onde de pompe	144
4.5.2	Rétroaction et puissance émise à la longueur d'onde de signal	146
4.6	Réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel	149
4.6.1	Procédé technologique	149
4.6.2	Réalisation du réseau de Bragg	149
4.6.3	Topographie du réseau	151
4.7	Caractérisation des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés	152
4.7.1	Profils modaux, profondeur d'enterrage et analyse spectrale	153
4.7.2	Réponse spectrale à la longueur d'onde de Bragg et mesure des pertes .	154
4.8	Caractérisation du laser DFB hybride tridimensionnel	156
4.8.1	Caractérisation passives	157
4.8.2	Caractérisation actives	159
4.8.2.1	Spectre optique	159
4.8.2.2	Puissance émise	162
4.8.2.3	Émission des lasers définis par une jonction Y	163
4.8.2.4	Largeur de la raie laser	164
4.8.2.5	Caractérisation temporelle des sources lasers	164

Table des matières

4.8.2.6	Synthèse	167
4.9	Perspectives	168
4.9.1	À court terme : étude des régime d'émission des laser hybrides	168
4.9.2	À court-moyen terme : amélioration des performances de l'architecture des amplificateurs et des lasers DFB hybrides tridimensionnels	170
4.9.2.1	La transition section active - section d'interfaçage	170
4.9.2.2	La cavité DFB	173
4.9.3	À long terme : vers des dispositifs hybrides tridimensionnels complexes .	174
4.10	Conclusion	176
Conclusion		179
Liste des figures		184
Liste des tableaux		193
Glossaire		193
Bibliographie		201

Introduction

L'optique intégrée naît officiellement en 1969 quand S.E Miller [1], chercheur des Laboratoires Bell, proposa d'augmenter la stabilité des systèmes optiques et de diminuer leurs coûts en employant les procédés de lithographie récemment développés en micro-électronique. Cela avait le but de réaliser sur un substrat planaire une « circuiterie pour le faisceau laser » capable de générer, amplifier, distribuer et traiter la porteuse optique.

Depuis 1969, un nombre important de circuits intégrés optiques a été conçu et commercialisé. En effet, ces circuits ont su répondre aux besoins des systèmes de télécommunications optiques en matière de composants robustes, compacts et efficaces, pour générer, moduler et distribuer le signal transporté par la fibre optique. Parallèlement, des circuits intégrés optiques ont été employés pour réaliser des capteurs avec des applications allant de la détection d'une espèce chimique à des modules de recombinaison pour l'astrophysique.

Or, dès ses débuts, l'optique intégrée a été caractérisée par l'exploration des matériaux et des technologies les plus divers. Ces derniers ont permis d'atteindre d'excellentes performances pour chaque fonction optique élémentaire. Cependant, les avancées technologiques faites dans ce sens et une demande d'intégration plus poussée, motivée par une diminution des coûts et une augmentation de la compacité et de la solidité des circuits intégrés optiques, poussent à aller vers le développement de filières technologiques complètes. L'objectif ultime est de pouvoir réaliser toutes les fonctions optiques élémentaires, d'amplification, de modulation, de filtrage et de génération du signal optique, sur un seul type de substrat. Cette intégration totale exige de réduire l'encombrement de chaque fonction et d'hybrider sur le même substrat plusieurs matériaux et technologies.

L'optique intégrée sur verre, qui emploie le procédé l'échange d'ions pour modifier localement l'indice de réfraction du substrat de verre et guider la lumière, est une plateforme technologique particulièrement souple. En effet, cette filière a permis de réaliser aussi bien des fonctions optiques actives, telles que des laser et des amplificateurs, que de fabriquer des diviseurs de puissance, des multiplexeurs, des filtres et des interféromètres sur des substrats passifs. De plus, une intégration toujours plus poussée des différentes fonctions optiques est l'objet d'une recherche constante. Ainsi à l'IMEP-LAHC, différents travaux ont été menés dans cette direction comme la réalisation d'un guide amplificateur hybride et d'un duplexeur pompe/signal tridimensionnel. Le premier a été fabriqué en reportant un verre actif sur un

guide d'onde réalisé à la surface d'un substrat passif et permet ainsi d'amplifier le signal optique sur un substrat de verre non dopé. Le deuxième a été fabriqué sur un substrat passif, en empilant un guide de surface sur un guide sélectivement enterré dans le volume du verre. Il exploite donc la profondeur et la surface du substrat pour séparer la longueur de pompe de celle de signal. L'union de ces deux approches, respectivement d'hybridation verticale et d'intégration tridimensionnelle, ouvre la voie vers la réalisation des circuits optiques complexes intégrant efficacement des fonctions actives et passives sur un substrat de verre passif.

Le travail de thèse présenté dans ce document s'inscrit dans cette logique d'intégration et d'hybridation et a comme objectif de réaliser un laser DFB (*Distributed FeedBack*) hybride tridimensionnel en optique intégrée sur verre. Par cela, nous voulons démontrer expérimentalement la compatibilité entre l'hybridation verticale et l'intégration tridimensionnelle et attester ainsi que l'optique intégrée sur verre peut être employée comme plateforme technologique pour réaliser des fonctions optiques complexes.

Cette thèse est organisée autour de quatre chapitres. Le premier d'entre eux part des origines de l'optique intégrée et en montre le rôle clé joué par celle-ci dans les systèmes de communications optiques et dans les capteurs. Il se focalise ensuite sur les avancements faits par l'optique intégrée sur substrat de silicium et de verre. On met ainsi en évidence que l'hybridation verticale et l'intégration tridimensionnelle sont deux approches complémentaires en optique intégrée sur verre, qui permettent d'intégrer des fonctions passives et actives dans des dispositifs monolithiques et compacts. En particulier, en se référant à l'architecture d'un système d'injection LiDAR, on choisit de démontrer la compatibilité entre ces deux approches en se fixant comme objectif la réalisation d'un laser DFB hybride tridimensionnel. Les principaux enjeux de dimensionnement et de fabrication de cette structure sont alors identifiés.

Une source laser, pour fonctionner, doit avant tout présenter de l'amplification optique. C'est pourquoi, le deuxième chapitre est consacré au dimensionnement d'un amplificateur hybride tridimensionnel. La première partie du chapitre rappelle la théorie électromagnétique de la propagation guidée, présente la technique de l'échange d'ions dans le verre et les principaux types de guide qu'elle permet de réaliser. On passe ensuite au dimensionnement de l'amplificateur hybride qui vise à maximiser l'interaction avec le superstrat et garantir le guidage dans la structure.

Le troisième chapitre est dédié à la fabrication et à la caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel. Le début du chapitre présente l'interaction lumière-matière dans les verres actifs codopés $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Cela permet de modéliser l'amplification dans l'amplificateur hybride tridimensionnel et d'en démontrer théoriquement le fonctionnement. Afin d'obtenir une première validation de l'architecture proposée et de son procédé de fabrication, on réalise et caractérise un guide amplificateur hybride constitué de la superposition d'un guide plan, défini dans le verre actif, sur un guide canal de surface, réalisé dans le verre passif.

La réalisation et la caractérisation du laser DFB hybride tridimensionnel sont finalement décrites dans le quatrième chapitre. D'abord, la théorie de la propagation dans un guide d'onde de Bragg (un guide d'onde en interaction avec réseau de Bragg) est rappelée et employée pour

modéliser le fonctionnement du laser DFB hybride tridimensionnel. Ce modèle est aussi utilisé pour extraire les paramètres de fabrication du réseau de Bragg, dont les étapes technologiques de réalisation sont décrites en détail. Enfin, on présente la caractérisation des sources lasers obtenues. Le chapitre s'achève avec les perspectives liées à ce travail à court, moyen et long terme.

Chapitre 1

Intégration 3D et hybridation : problématiques et intérêts

Sommaire

1.1	Introduction	5
1.2	Origines et vocations de l'optique intégrée	6
1.3	Optique intégrée pour les télécommunications et les capteurs	8
1.3.1	Les télécommunications optiques	8
1.3.2	Les capteurs	13
1.4	Vers des plateformes technologiques	15
1.4.1	La filière silicium	16
1.4.2	Le verre	20
1.5	Développement d'un système complexe : le LiDAR	31
1.5.1	Architectures des systèmes LiDAR pour l'anémométrie	31
1.5.2	Vers un système LiDAR en optique intégrée planaire	33
1.6	Objectifs de l'étude	35
1.7	Conclusion	38

1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation du contexte et des objectifs du travail que nous avons mené. Un bref rappel historique souligne le lien étroit entre la naissance de l'optique intégrée et le développement de la microélectronique et des communications optiques. Il sera montré ensuite comment les composants d'optique intégrée sont employés aussi bien au niveau des différents blocs fonctionnels d'un système de télécommunication optique, que dans des capteurs. À travers cette revue des dispositifs existants, nous montrerons que l'optique intégrée

n'est actuellement pas cantonnée à un seul type de substrat ou à une seule filière technologique à l'inverse de la microélectronique, qui est essentiellement basée sur le silicium et la filière CMOS. De ce fait, l'enjeu actuel n'est donc pas seulement l'augmentation de la densité de fonctions optiques par unité de surface, mais aussi l'hybridation de différents matériaux pour implémenter des fonctions optiques toujours plus complexes sur le même substrat.

Alors que la photonique sur silicium s'adresse à des marchés de masse, l'optique intégrée sur verre a développé des solutions spécifiques pour pouvoir répondre aux mêmes demandes d'intégration et d'hybridation pour des petites et moyennes productions. Ainsi, une brève revue des dispositifs réalisés avec cette technologie est présentée. Celle-ci se concentre en particulier sur les efforts faits pour implémenter des fonctions actives sur un substrat passif. Dans ce cadre, nous montrerons qu'il existe un besoin en sources laser intégrées monolithiquement sur verre passif. Enfin, le chapitre se conclut par la présentation des objectifs de ce travail.

1.2 Origines et vocations de l'optique intégrée

La deuxième moitié du vingtième siècle a été le théâtre de deux ruptures technologiques qui ont marqué un changement radical dans le traitement et la diffusion de l'information : la naissance de la microélectronique et le passage des communications électriques aux communications optiques. Depuis l'invention du transistor à point de contact par Bardeen et Brattain en 1947 [2] et l'explication de la théorie du transistor bipolaire à jonction par Shockley en 1948 [3], des avancées technologiques considérables ont permis de réaliser et commercialiser le premier circuit électronique intégré [4] : la bascule de type D. L'obtention d'un semi-conducteur suffisamment pur et sans défaut [5] a permis de réaliser le premier transistor bipolaire à jonction en 1951 [6] et a fourni un substrat pour les futurs dispositifs. Une fois résolus les problèmes de qualité du semi-conducteur, les développements respectifs des technologies de diffusion [7], d'oxydation [8] et de photolithographie [9] ont rendu possible, en 1958, la réalisation du premier circuit intégré à semi-conducteur par Jack Kilby [10]. Il s'agissait de dispositifs actifs et passifs réalisés sur le même substrat de germanium et connectés avec des fils d'or. L'année d'après, Hoerni proposait une architecture planaire pour la fabrication de transistors bipolaires [11], plus adaptée à la production de masse de circuits intégrés [12]. En 1960, les premiers prototypes de bascule de type D furent distribués par Fairchild. Cette même année, Atalla et Kahng réalisèrent le premier transistor MOS [13], qui s'est imposé par la suite comme la clé de voute de la microélectronique moderne.

En 1960, alors que toutes les briques élémentaires de la microélectronique étaient mises en place, Theodore Maiman réalisait le premier LASER [14]. L'existence d'une source de lumière cohérente ouvrait dès lors un nouveau scénario pour les systèmes de télécommunications. En effet, depuis l'invention du télégraphe, durant les années 1830, les télécommunications étaient basées sur des phénomènes électriques. L'utilisation des câbles coaxiaux et des systèmes à microondes permettait dans les années soixante de véhiculer des débits autour de la centaine

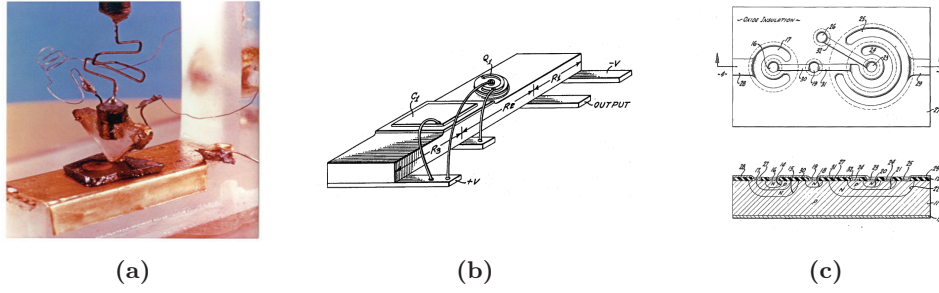


FIGURE 1.1 – (a) Le transistor bipolaire à contact de Bardeen et Brattain. (b) Schéma du premier circuit intégré de J. S. Kilby d'après [10]. (c) Schéma du circuit intégré planaire breveté par R. N. Noyce d'après [12].

de Mbit/s. Cependant, l'augmentation de la vitesse de transmission exigeait de diminuer la distance entre les répéteurs, ce qui augmentait les coûts de maintenance du réseau. En 1965, Charles K. Kao démontra le potentiel de la fibre optique pour transporter un signal laser [15] car l'utilisation d'une porteuse optique relâchait les contraintes sur les répéteurs et permettait d'envisager une montée en débit. Ce travail valut à C. K. Kao d'être récompensé du prix Nobel de Physique en 2009. Dès 1969, S. E. Miller proposa d'utiliser les procédés technologiques développés pour la microélectronique afin de réaliser les fonctions de traitement et de génération du signal optique [1]. Ainsi, dans son article visionnaire « Optique intégrée : une introduction », il transpose le concept de guidage dans les fibres optiques sur un substrat planaire de verre et introduit le concept de circuit intégré optique. L'intégration d'un système optique sur un seul substrat résout les problèmes liés aux vibrations et à l'alignement de l'optique de volume. De plus un tel circuit, grâce à sa compacité, est moins sensible aux gradients de température et moins vulnérable à l'environnement extérieur.

La fabrication d'un circuit intégré optique nécessite une variation locale de l'indice de réfraction du substrat afin d'assurer le guidage de l'onde optique. Miller montra qu'il est possible d'induire cette variation en utilisant des procédés de masquage et de lithographie développés par la microélectronique naissante, suivis d'un processus de diffusion, d'implantation, ou de remplacement ionique. Grâce à ces procédés, des fonctions optiques complexes, intrinsèquement auto-alignées, peuvent être réalisées sur un même substrat baissant alors le coût de production de tels systèmes. Si la fibre optique est la candidate idéale pour transporter l'information optique sur de longues distances, l'optique intégrée a les potentialités de gérer celle-ci en la distribuant, la modulant, la filtrant et la générant. Dans son article, Miller présentait des schémas de principe de ces dispositifs, qui, selon lui, seront réalisés avec des substrats spécifiquement conçus : comme des substrats dopés avec des terres rares pour les lasers, d'autres avec des propriétés électro-optiques pour la modulation. Il envisageait aussi une solution alternative basée sur le dépôt de couches minces à la surface du substrat qui héberge les guides et dont les propriétés seraient adaptées aux fonctions à réaliser.

Seulement un an après l'article de Miller, une fibre optique à faibles pertes est annoncée [16] puis commercialisée par Corning Glass. Cette même année, la première diode à semi-

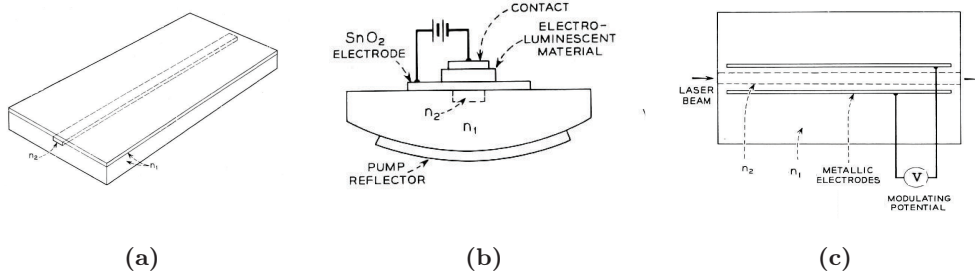


FIGURE 1.2 – (a) Schéma d'un guide d'onde réalisé à partir d'un substrat d'indice de réfraction n_1 (b), d'un laser pompé électriquement (c), et d'un modulateur électrooptique proposés par Miller d'après [1].

conducteur opérant en continu à température ambiante [17] est réalisée. Les télécommunications optiques pouvaient réellement commencer.

1.3 Optique intégrée pour les télécommunications et les capteurs

1.3.1 Les télécommunications optiques

Le succès des télécommunications optiques est attesté par les 750 millions de kilomètres de fibre optique installés dans le monde en 2006 et les 1600 millions de kilomètres qui sont prévus d'ici 2016 [18]. Des réseaux de fibres optiques connectent désormais les cinq continents grâce à des liens sous-marins qui permettent d'atteindre des capacités de l'ordre du Tb/s. Les progrès faits dans la production de fibres optiques à faibles pertes et de sources lasers stables, associés à l'utilisation des amplificateurs optiques et à l'application du multiplexage en longueur d'onde, ont en effet permis d'assurer la fiabilité des réseaux à fibres optiques, fonctionnant à un débit aussi élevé [19].

Le déploiement du multiplexage en longueur d'onde (*Wavelength Division Multiplexing*, WDM en anglais) est basé sur le fait que la bande de transmission à faibles pertes dans une fibre optique s'étend sur une plage de longueurs d'onde qui va de $1,2 \mu\text{m}$ à $1,6 \mu\text{m}$. Cela correspond à une largeur de bande de 60 THz, qui peut être divisée en différents canaux de largeur spectrale fixée. Chaque canal est utilisé pour transporter une information distincte car les différentes porteuses optiques peuvent se propager dans la même fibre sans interférer. Le DWDM (*Dense WDM*), dont l'architecture générale est présentée en figure 1.3, est une évolution du WDM avec un espacement plus faible entre les canaux. Ainsi des largeurs de canaux de 100 GHz, 50 GHz et 25 GHz ont été définies par l'ITU (*International Telecommunication Union*) pour le DWDM actuellement utilisé dans les systèmes de télécommunications optiques à longue distance. Ce type de système opère généralement dans les bandes S ($1460 \text{ nm} < \lambda < 1530 \text{ nm}$), C ($1530 \text{ nm} < \lambda < 1565 \text{ nm}$) et L ($1565 \text{ nm} < \lambda < 1625 \text{ nm}$) où les pertes de propagations sont les plus

faibles et où tous les signaux peuvent être amplifiés en ligne grâce aux amplificateurs à fibre dopée erbium (*Erbium Doped Fiber Amplifier*, EDFA).

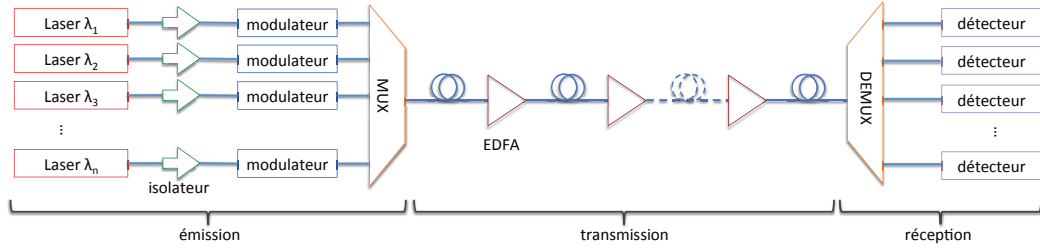


FIGURE 1.3 – Architecture générale d'un système DWDM.

Le système DWDM, en figure 1.3, peut être divisé en trois blocs principaux : l'émission, la transmission et la réception. Alors que la transmission est assurée par fibre optique, les composants en optique intégrée jouent un rôle clé au niveau de l'émission et de la réception.

De fait, les raisons du succès de ces composants sont celles que Miller avait indiquées : auto-alignement, stabilité, fiabilité, faible sensibilité aux vibrations et aux gradients de température, faibles coûts et longue durée de vie. Toutes ces propriétés sont indispensables dans un système complexe qui se déploie et se ramifie autour du monde et qui, pour être économiquement rentable, nécessite des composants fiables pouvant être produits à grande échelle et avec des coûts de maintenance les plus faibles possibles. Le bloc d'émission contient toutes les fonctions de génération, de modulation et de multiplexage des porteuses. Les sources lasers utilisées dans un système DWDM doivent être monomodes, monofréquences, stables en longueur d'onde, en puissance et être spectralement fines. Les lasers à semi-conducteurs III-V ont su répondre à ces nécessités en apportant de plus une excellente efficacité quantique et la possibilité d'être modulés directement en courant jusqu'à des fréquences de quelques GHz. Pour assurer une émission monomode et spectralement fine, différentes solutions ont été proposées. Toutes sont basées sur la réalisation d'un réseau de Bragg. Celui-ci est constitué d'une alternance périodique de régions d'indice de réfraction différent (figure 1.4(a)). Si la cavité laser est enfermée par deux réseaux de Bragg faisant office de miroirs sélectifs en longueur d'onde on parle de laser DBR (*Distributed Bragg Reflector*), figure 1.4(b) ; si le réseau est réalisé tout le long de la cavité laser, comme en figure 1.4(c), on parle de laser à contre-réaction distribuée ou DFB (*Distributed FeedBack*). Les lasers DFB à semi-conducteur [20] ont répondu en premier au besoin d'un laser monofréquence stable et ont été employés dès 1992 dans les systèmes optiques transocéaniques [19]. La nécessité de réduire les coûts de conception et de maintenance des systèmes DWDM a entraîné ensuite à la réalisation de sources à semi-conducteur accordables, toujours monofréquences et spectralement fines, en utilisant principalement une architecture de type DBR [21].

Le bon fonctionnement du système DWDM est lié à la stabilité des porteuses et à leur finesse spectrale. Cependant des réflexions parasites peuvent perturber les diodes lasers, aug-

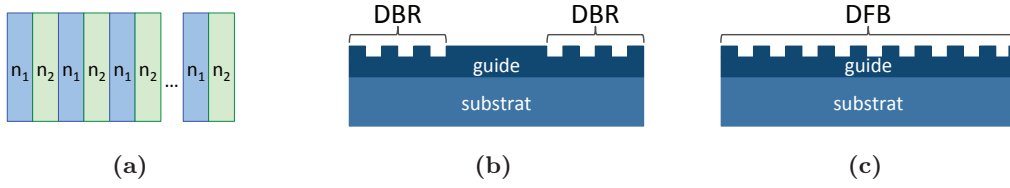


FIGURE 1.4 – (a) Réseau de Bragg. Configuration laser DBR (b) et DFB (c).

mentant ainsi leur largeur spectrale et leur bruit d'intensité. Des isolateurs optiques sont donc utilisés pour se prémunir de ce problème. En fait, l'isolateur optique est un composant non réciproque qui permet à la lumière de se propager depuis la source vers le réseau optique, mais bloque celle qui suit le chemin inverse. Les isolateurs optiques actuellement utilisés sont fabriqués en optique de volume et offrent une isolation comprise entre 30 dB et 40 dB [22]. La non-réciprocité de l'isolateur est obtenue grâce à l'emploi d'un matériau magnéto-optique tel que le YIG (*Yttrium Iron Granet*) et la rotation Faraday que celui-ci induit lorsqu'une onde électromagnétique le traverse. La polarisation de l'onde électromagnétique tourne en effet d'un angle proportionnel au champ magnétique appliqué et à la constante de Verdet du matériau. Le sens de la rotation ne varie pas si la direction de propagation de l'onde est inversée, ce qui rend cet effet non-réciproque. Des isolateurs en optique intégrée ont été réalisés en utilisant l'effet Faraday [23] aussi bien que le déphasage [24, 25] et les pertes non réciproques [26] introduites par un matériau magnéto-optique. Ces différentes solutions ont permis d'obtenir des dispositifs avec des isolations allant de 15 dB à 25 dB. Un isolateur basé sur l'effet Faraday et un autre exploitant le déphasage non réciproque sont représentés respectivement en figure 1.5(a) et 1.5(b).

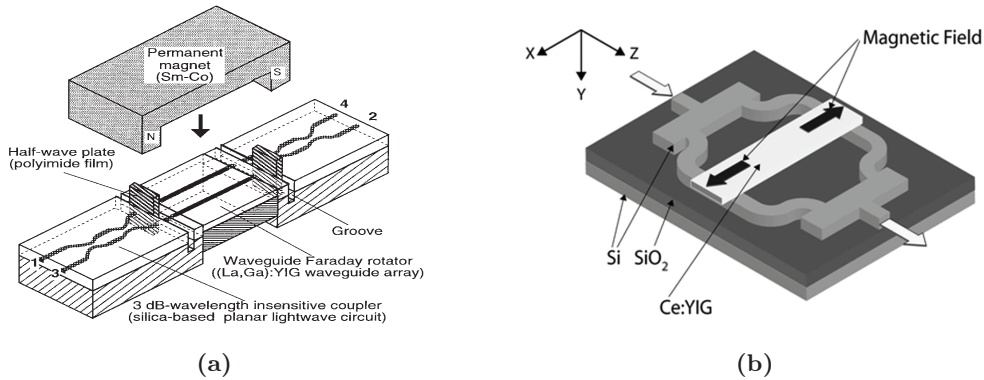


FIGURE 1.5 – Isolateur optique utilisant l'effet Faraday (a) et isolateur optique monolithique basé sur le déphasage non réciproque (b) d'après [23] et [25].

Les porteuses, générées par les sources lasers, doivent être modulées en amplitude, fréquence ou phase, pour y codifier l'information, qui est envoyée à l'autre extrémité du réseau. Or, les lasers à semi-conducteur peuvent être modulés directement en amplitude, mais cela entraîne une modulation de fréquence (*chirp* en anglais) du signal émis [27], qui rend la mo-

dulation directe inadaptée aux systèmes DWDM. Des modulateurs externes sont donc utilisés et sont fabriqués généralement avec des semi-conducteurs ou du niobate de lithium. Ils permettent d'obtenir des débits supérieurs à 40 Gbit/s en diminuant l'impact sur la dégradation de la qualité spectrale de la porteuse.

Les modulateurs à semi-conducteur utilisent l'effet Franz-Keldysh pour modifier l'amplitude de la porteuse. Cet effet consiste en une modification de la bande interdite du semi-conducteur causée par l'application d'un champ électrique externe ; ce changement entraîne l'absorption du signal. Les modulateurs à semi-conducteur présentent l'avantage de pouvoir être intégrés sur la même puce que la source laser DFB [28] ou DBR [29] diminuant ainsi les coûts du bloc d'émission et augmentant sa fiabilité.

Les modulateurs en optique intégrée réalisés sur niobate de lithium utilisent les propriétés électro-optiques de ce cristal : l'application d'un champ électrique statique produit une variation de l'indice de réfraction du matériau. Les guides d'onde sont fabriqués sur niobate de lithium par diffusion de titane [30], par échange protonique [31], ou en réalisant des guides de type ruban [32, 33]. Des électrodes métalliques, lithographiées en proximité des guides, permettent de contrôler électriquement la variation de l'indice de réfraction afin de moduler la phase du mode guidé. La modulation en amplitude est obtenue grâce à une configuration des guides en interféromètre de Mach-Zender, cette solution a été adoptée dans le dispositif représenté en figure 1.6. Bien que ces modulateurs ne puissent pas être facilement intégrés dans le procédé de production des sources laser, ils jouent un rôle primordial dans le systèmes DWDM modernes pour lesquels l'information est codée simultanément dans la phase et l'amplitude de la porteuse.

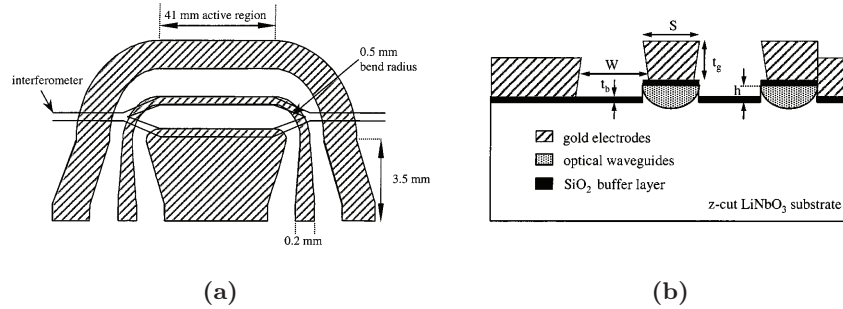


FIGURE 1.6 – Vue du dessus (a) et en coupe (b) d'une architecture de modulateur réalisée en niobate de lithium, d'après [32].

L'injection des différentes porteuses, préalablement modulées, dans le canal de transmission est réalisée par le multiplexeur. Son implémentation en optique guidée consiste en une combinaison de fibres optiques et de filtres [34, 35]. Des configurations en série et en parallèle sont possibles, mais à mesure que le nombre de canaux croît, le système devient plus complexe et sa taille comme ses pertes augmentent.

Les multiplexeurs micro-optiques sont plus compacts et sont réalisés en alignant soigneusement des composants discrets comme des réseaux, des lentilles, des lames à retards et des

polariseurs [36, 37, 38, 39, 40]. La procédure d'alignement et leur sensibilité aux vibrations mécaniques sont les principales faiblesses de ces dispositifs.

La solution aux problèmes d'encombrement, d'alignement et de sensibilité aux vibrations a été apportée par un composant d'optique intégrée appelé AWG (*Arrayed Waveguide Grating*) ou PHASAR (*PHASed ARray*) [41]. Ce composant a été réalisé avec différentes technologies basées sur des substrats de silice sur silicium [42], de phosphore d'indium [43], de polymère [44], de verre [45] et de niobate de lithium [46]. Le PHASAR est un composant réciproque : il est utilisé comme multiplexeur dans le bloc d'émission et comme démultiplexeur dans celui de réception. En tant que multiplexeur, il combine les porteuses générées par différentes sources lasers dans une même fibre et en tant que démultiplexeur il divise spatialement les porteuses qui sortent du bloc de transmission.

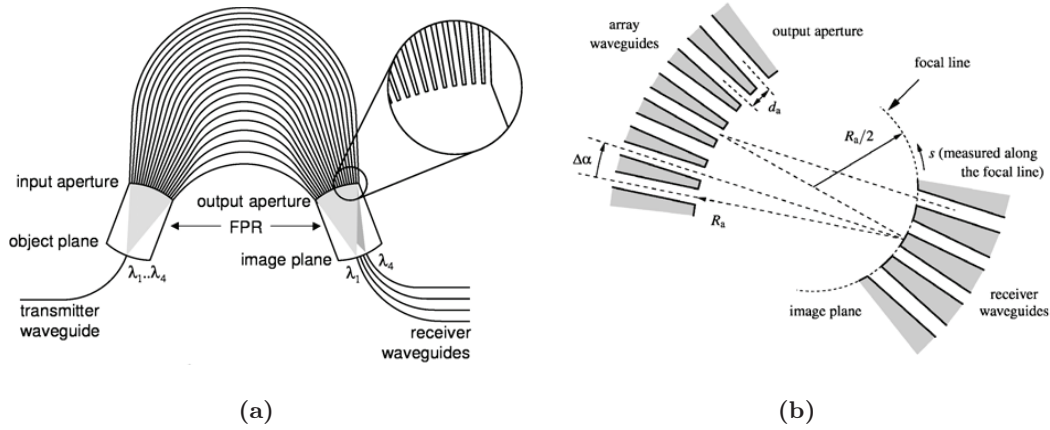


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un PHASAR (a) et gros plan sur la région de propagation libre de sortie (b), d'après [47].

Le PHASAR, représenté en figure 1.7, est en fait un imageur dispersif : les champs des porteuses provenant du guide d'entrée du dispositif sont imagés à la sortie en des positions différentes selon leur longueur d'onde. Ce dispositif est composé de deux régions de propagation libre séparées par le réseau de guides d'onde, responsable de ses propriétés dispersives. Les guides du réseau ont chacun une longueur différente dont l'écart successif est un multiple entier de la longueur d'onde centrale d'opération du dispositif. Depuis l'entrée de la première région de propagation libre, le faisceau s'élargit et excite l'entrée de chaque guide du réseau. Les champs à la sortie du réseau de guides présentent un écart de phase, dû à la différence de longueur des guides, et se propagent dans la deuxième région de propagation libre pour reformer l'image du guide d'entrée. La position du faisceau « image » varie en fonction du déphasage relatif des champs à la sortie du réseau de guides. Le déphasage accumulé dépendant de la longueur d'onde de la source, les porteuses sont imagées à des positions différentes où elles sont couplées dans les différents guides de sortie.

En mode multiplexeur, les porteuses provenant des guides d'entrée sont toutes « focalisées »

à l'entrée du guide de sortie pour être injectées dans le bloc de transmission.

Les porteuses multiplexées se propagent le long de la fibre optique et sont périodiquement amplifiées pour compenser les pertes dues à la propagation. Dans les systèmes DWDM, l'amplification des porteuses est assurée par les amplificateurs à fibre dopée erbium (*Erbium Doped Fiber Amplifier*, EDFA). Les amplificateurs à fibre sont employés dans tous les systèmes DWDM déployés sur de longues distances ; néanmoins des amplificateurs réalisés en optique intégrée peuvent avoir des applications dans les réseaux métropolitains [48]. L'atout principal de ces amplificateurs, basés sur des technologies à semi-conducteur (*Semiconductor Optical Amplifier*, SOA) ou sur des substrats dopés erbium (*Erbium Doped Waveguide Amplifier*, EDWA), est la possibilité de pouvoir intégrer différentes fonctions optiques sur le même substrat [49]. La baisse de coûts de fabrication et la compacité du dispositif, qui découlerait de cette intégration, permet d'envisager une utilisation complémentaire à celle des EDFA.

1.3.2 Les capteurs

Si l'optique intégrée est née sous l'impulsion des télécommunications optiques, elle est aussi très utilisée dans le monde des capteurs optiques. Un capteur doit pouvoir quantifier efficacement la grandeur désirée, tout en étant isolé de tous facteurs environnementaux qui peuvent perturber la mesure. Les circuits intégrés optiques peuvent être employés dans les différentes sections qui constituent le capteur optique, par exemple en tant que transducteur de la quantité à mesurer ou dans les parties de traitement du signal, qui précèdent et suivent le bloc de mesure.

L'emploi de circuits intégrés optiques dans la chaîne de traitement du signal du capteur, à la place des éléments d'optique de volume, permet d'affranchir le système de la procédure d'alignement, des vibrations et des gradients de température et diminue son encombrement. Par exemple, les circuits intégrés optiques constituent une excellente alternative aux bancs d'optique classiques utilisés dans les systèmes d'interférométrie astronomique. En effet la résolution angulaire d'un télescope est limitée par les lois de la diffraction : elle est directement proportionnelle à la longueur d'onde et inversement proportionnelle au diamètre D du télescope [50]. L'interférométrie astronomique [51] permet d'augmenter la résolution du système en utilisant plusieurs télescopes. Comme illustré en figure 1.8, les interférences de la lumière cohérente provenant de plusieurs télescopes sont utilisées pour synthétiser un télescope de diamètre B , correspondant à la distance entre les télescopes, qui est indépendante du diamètre D de chaque télescope [52].

L'interférométrie à deux télescopes, représentée en figure 1.8, permet de remonter au diamètre angulaire de la source observée. La reconstruction d'une image complète nécessite de connaître la phase des franges ; cette information ne peut être obtenue que si le système compte au moins trois télescopes. L'optique intégrée peut intervenir de manière efficace dans le bloc de recombinaison des signaux provenant des télescopes. La figure 1.9(a) présente le banc optique AMBER [53] du VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*) utilisé pour recombinaison les

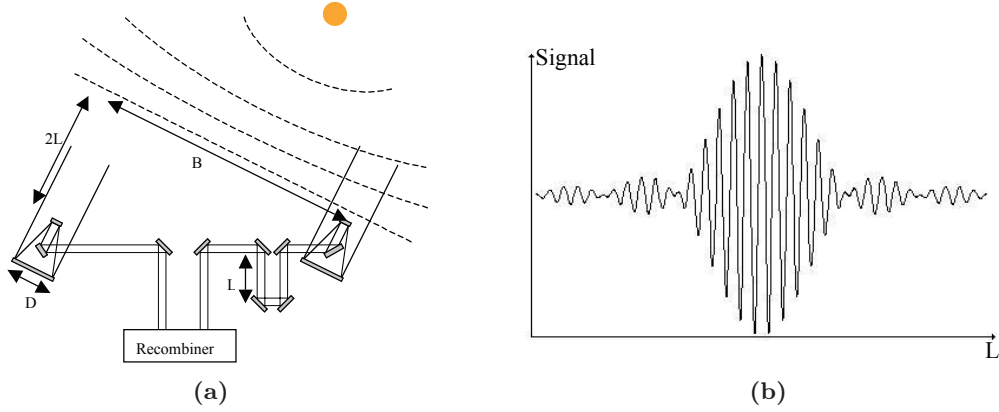


FIGURE 1.8 – Schéma d'un interféromètre à deux télescopes (a) B est la distance entre les télescopes et D est leur diamètre. (b) Exemple d'un interférogramme qui peut être obtenu suite à la recombinaison de la lumière provenant des deux télescopes. D'après [52].

faisceaux de trois télescopes dans les bandes J ($1113,5 \text{ nm} < \lambda < 1326,5 \text{ nm}$), H ($1476,5 \text{ nm} < \lambda < 1783,5 \text{ nm}$) et K ($1995 \text{ nm} < \lambda < 2385 \text{ nm}$). La partie de transport et de mélange du signal du banc pourrait être aisément remplacée par des circuits intégrés similaires à celui présenté en figure 1.9(b), opérant en bande H au IOTA (*Infrared Optical Telescopic Array*) [52].

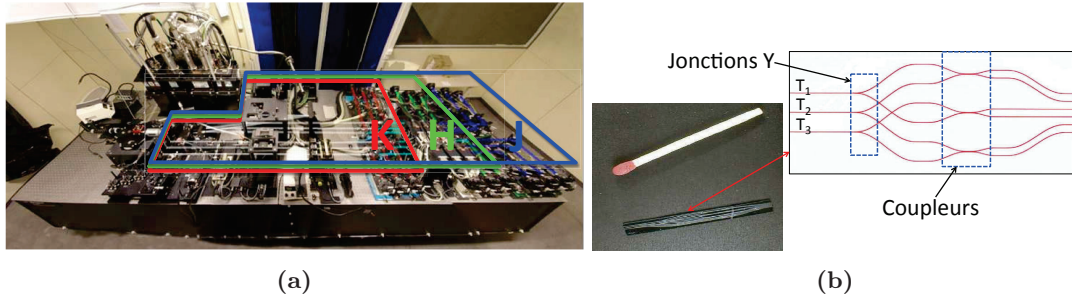


FIGURE 1.9 – (a) Système optique AMBER utilisé pour la recombinaison des trois faisceaux au VLTI opérant aux longueurs d'onde comprises entre $1,1 \mu\text{m}$ et $2,4 \mu\text{m}$, d'après [53]. Les parties du banc optique dédiées au transport et mélange des longueurs d'onde en bande J, H et K sont mises en évidence en rouge, vert et bleu. (b) Circuit intégré optique en silice sur silicium, opérant en bande H, utilisé pour recombinaison des signaux provenant de trois télescopes au IOTA, d'après [52].

L'interféromètre intégré reporté en figure 1.9(b) utilise des guides monomodes réalisés en technologie silice sur silicium. Les trois jonctions Y, présentes à l'entrée du dispositif, divisent la lumière en provenance des télescopes en deux signaux de puissance égale. Après avoir été divisés, les signaux interfèrent deux à deux grâce à des coupleurs asymétriques : deux voies interférométriques sont obtenues pour chaque couple de signaux. Le gain en encombrement et en stabilité est évident lorsque le circuit intégré optique est comparé à chaque section de mélange et transport du système AMBER, hébergé sur une table optique large de $1,5 \text{ m}$ et longue de $4,2 \text{ m}$.

Cependant, les propriétés des guides d'onde eux-mêmes peuvent aussi être utilisées pour

effectuer des mesures. Les dispositifs qui en dérivent conjuguent généralement une grande sensibilité à une forte compacité. Par exemple, beaucoup de travaux ont été menés dans le secteur des laboratoires sur puce, en intégrant des fonctions optiques avec des fonctions micro-fluidiques [54]. Dans ces capteurs, la quantité d'une espèce chimique ou biologique peut être mesurée en reliant sa concentration à une variation de l'indice de réfraction du liquide sous analyse. Cette variation entraîne une modification des caractéristiques opto-géométriques du guide d'onde et donc de la propagation de l'onde guidée. Le choix de la longueur d'onde de travail et la structure du dispositif permettent de détecter cette modification grâce à des mesures de puissance transmise, de spectre ou d'interférogramme.

La figure 1.10 est un exemple de circuit micro-fluidique intégré avec un circuit optique [55]. Des guides à fente sont utilisés pour favoriser l'interaction entre le fluide et l'onde guidée. Ils sont fabriqués en nitrure de silicium et passivés avec de la silice, sauf dans la région où ils interagissent avec le liquide. La variation du couplage entre le guide et le résonateur en anneau permet ici de détecter les changements de l'indice de réfraction du liquide. Néanmoins des méthodes de détections différentes ainsi que d'autres technologies peuvent être employées selon la nature de l'espèce à détecter et l'environnement de travail du capteur.

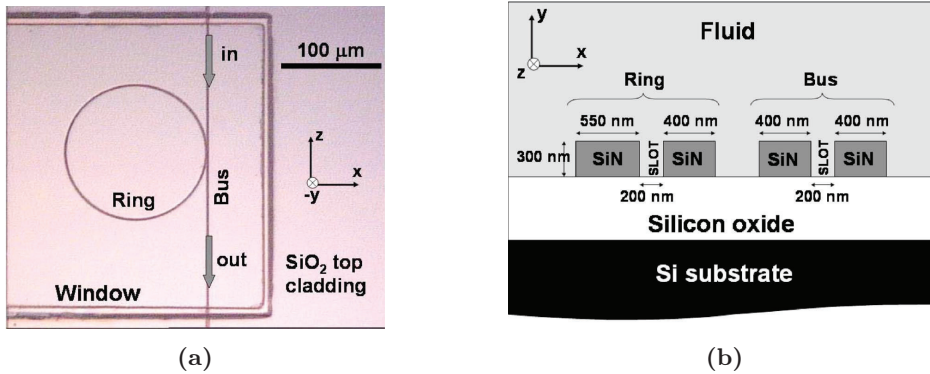


FIGURE 1.10 – Capteur optofluidique réalisé sur substrat de silicium oxydé (a), d'après [55]. La région de « fenêtre » où les guides interagissent avec la solution est clairement visible sur le dispositif. Sa structure en coupe est représentée en (b).

1.4 Vers des plateformes technologiques

Presque cinquante ans se sont écoulés depuis la naissance de l'optique intégrée, des circuits intégrés ont été développés pour les télécommunications et les capteurs, en utilisant des semi-conducteurs, des polymères, du niobate de lithium ou du verre. Mais, jusqu'à présent, aucune de ces technologies ne s'est imposée comme le silicium en micro-électronique. En effet, chaque technologie présente des atouts particuliers pour des applications spécifiques : le niobate de lithium est principalement utilisé pour les modulateurs, tandis que les lasers et amplificateurs sont réalisés avec des semi-conducteurs III-V ou avec des matériaux dopés avec des terres rares.

Cependant, les plus faibles pertes de propagation des technologies basées sur le silicium, les films d'oxyde ou le verre font que celles-ci sont utilisées pour les fonctions passives. L'intégration sur un même substrat de fonctions actives et passives est donc un chemin incontournable vers la création de filières complètes.

Deux filières, parmi celles citées précédemment, essayent de se proposer comme de vraies plateformes technologiques sur lesquelles l'intégration de plusieurs fonctions optiques est envisageable : le silicium et le verre.

1.4.1 La filière silicium

La fabrication de composants optiques sur substrat de silicium est une excellente approche technologique, car elle bénéficie de toutes les technologies développées pour la micro-électronique CMOS. De plus, la disponibilité de gaufres de grande taille permet de réaliser de nombreuses puces optiques en parallèle et donc d'envisager une production de masse à coût réduit.

La gaufre de silicium est le support sur lequel les circuits optiques sont réalisés. Sur ce substrat, les guides d'onde peuvent être en silice dopée, en alumine (Al_2O_3), en nitrure de silicium (Si_3N_4), SiON ou silicium. Indépendamment du matériau qui constitue le cœur, les guides d'onde sont généralement isolés optiquement du substrat de silicium par une couche de silice plus ou moins épaisse. Des guides d'onde ruban, en arête, à fente et à cristaux photoniques sont réalisés par une succession d'étapes de lithographie et de gravure chimique ou assistée par plasma. Les trois premiers types de guides sont représentés en figure 1.11. Habituellement, ces guides sont recouverts par une couche de silice ou de verre pour les isoler de l'environnement extérieur.

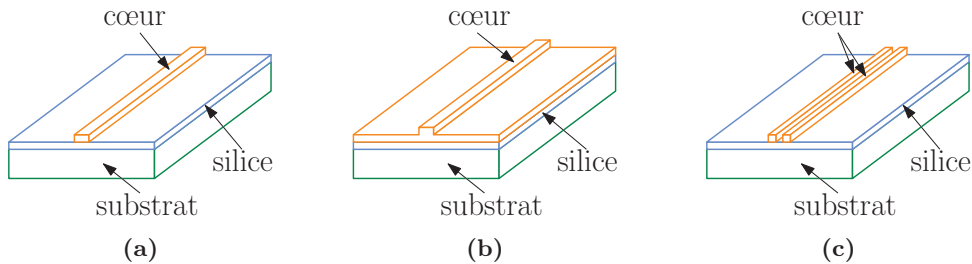


FIGURE 1.11 – Différentes typologies de guides sur substrat de silicium oxydé : guide ruban (a), guide en arête (b) et guide à fente (c).

La recherche du meilleur compromis entre les pertes et les dimensions du circuit intégré a amené à une grande variété de matériaux utilisés pour réaliser des guides d'onde sur substrat de silicium.

Des guides d'onde dont le cœur présente un indice de réfraction proche de celui de la silice ($n = 1,45$), tels que ceux réalisés en silice dopée, sont caractérisés par des faibles pertes de propagation, inférieures à 0,1 dB/cm [47], présentent un bon couplage avec les fibres optiques

et une bonne tolérance aux rugosités des guides. En contrepartie, le faible contraste d'indice ne permet que l'utilisation de rayons de courbure minimaux de l'ordre du millimètre, ce qui limite la réduction de la surface occupée par le circuit optique [56].

Les circuits intégrés basés sur des guides à cœur de silicium ($n = 3,5$) sont caractérisés par des cœurs de section submicronique pouvant supporter des rayons de courbure de quelques micromètres : la densité de fonctions réalisées sur une surface donnée est donc bien supérieure à celle des circuits optiques réalisés en silice dopée. Le prix à payer réside en des pertes de propagations typiques comprises, pour les guides à rubans, entre 1 dB/cm [57] et 3 dB/cm [58], selon la rugosité des parois. Ces pertes peuvent être réduites à 0,1 dB/cm [59], pour les guides en arête, en optimisant les procédés de gravure et de passivation. De plus, un bon couplage avec les fibres optiques requiert l'utilisation d'épanouisseurs.

Les guides en Al_2O_3 [60], Si_3N_4 [61] et SiON [62] ont des indices de réfraction intermédiaires entre ceux de la silice dopée et du silicium et présentent un bon compromis en termes de pertes de propagations, de couplages et d'empreintes.

Les guides en silicium, même s'ils sont caractérisés par des pertes de propagations plus élevées, bénéficient du fait de pouvoir être fabriqués sur le substrat silicium sur isolant (*Silicon On Insulator*, SOI), couramment utilisé pour la productions des circuits CMOS. Les circuits optiques peuvent non seulement être intégrés sur le même substrat que les fonctions électroniques, mais ils peuvent de plus être réalisés sur les mêmes lignes de production. Sous l'influence de ce levier, des fonctions d'isolation, modulation, amplification et génération de lumière ont été développées sur substrat SOI, ce qui fait de la photonique sur silicium (*Silicon Photonics* en anglais) une vraie plateforme technologique.

En effet, des modulateurs peuvent être réalisés à partir de guides en arête. Leur fonctionnement repose sur la variation d'indice de réfraction induite par un changement de concentration des porteurs libres dans le silicium. Ainsi, des guides en arête structurés en jonctions *pn* ou *pipin* sont utilisés pour injecter ou drainer des charges dans une région du guide. Cette architecture combinée avec des résonateurs [63] ou des interféromètres de type Mach-Zender [64] permet de réaliser des modulateurs d'amplitudes. Des débits de 40 Gb/s ont été obtenus en plaçant un guide *pipin* dans un des bras d'un interféromètre de Mach-Zender [64]. L'architecture de cette structure est représentée sur la figure 1.12(a).

Les progrès faits dans les procédés d'épitaxie rendent possible la croissance de germanium monocristallin sur des substrats de silicium. En utilisant ce processus, il est possible d'intégrer des photodétecteurs dans des circuits photoniques en silicium. Ces photodétecteurs peuvent constituer la portion finale du guide en arête [65] ou être en interaction évanescente avec le guide en silicium [66], comme dans le dispositif représenté en figure 1.12(b). Ils présentent à la fois une grande sensibilité et des bandes passantes supérieures à 40 GHz.

Le silicium, comme le germanium, est un semi-conducteur à gap indirect et ne peut pas générer efficacement de la lumière : il ne peut donc pas être utilisé comme amplificateur ou comme source laser. Pour combler ce manque, les guides d'onde ont été hybridés avec des matériaux actifs, capables d'émettre et d'amplifier la lumière. Les matériaux intégrés ont été

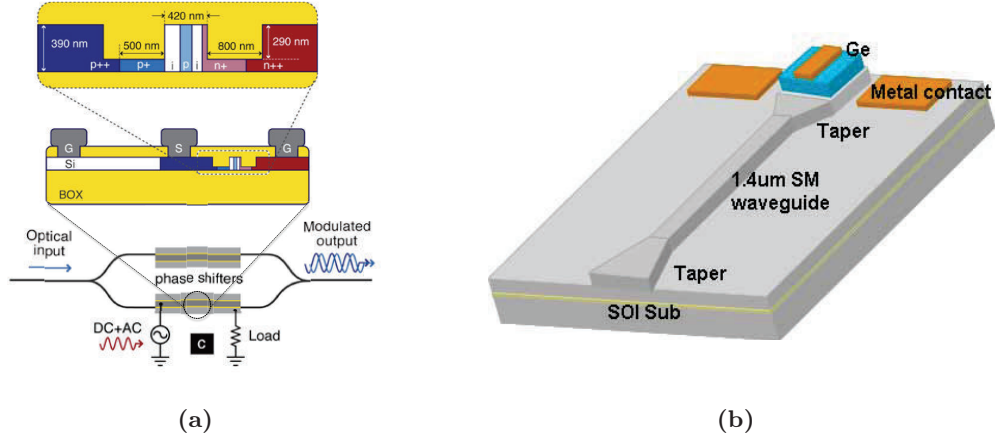


FIGURE 1.12 – Schéma d’un modulateur (a) exploitant une jonction *pin* en configuration Mach-Zender et (b) d’un détecteur Ge en interaction évanescence avec le mode guidé, réalisés sur substrat SOI, d’après [64] et [66].

principalement des guides d’oxydes dopés avec des terres rares ou des semi-conducteurs III-V.

Des guides ruban en alumine amorphe dopés Er^{3+} fabriqués sur substrat de silicium oxydé avec des pertes de propagation de 0,2 dB/cm ont permis de réaliser des amplificateurs [67] et des lasers monomodes [68]. Ces dispositifs nécessitent un pompage optique, mais par rapport à ceux réalisés avec des semi-conducteurs III-V, présentent des meilleures caractéristiques de bruit et une plus grande stabilité vis à vis des dérives thermiques. Ces composants peuvent faire concurrence aux semi-conducteurs dans des systèmes qui demandent une plus faible déformation du signal lors de l’amplification ou une largeur de raie d’émission laser extrêmement faible. L’intégration des guides en arête en alumine avec des guides rubans réalisés sur substrat SOI à été démontrée à partir de guides rubans en épanouisseur inversé, comme représenté en figure 1.13(a). Les pertes par couplage à chaque interface sont de 2,5 dB, mais pourraient

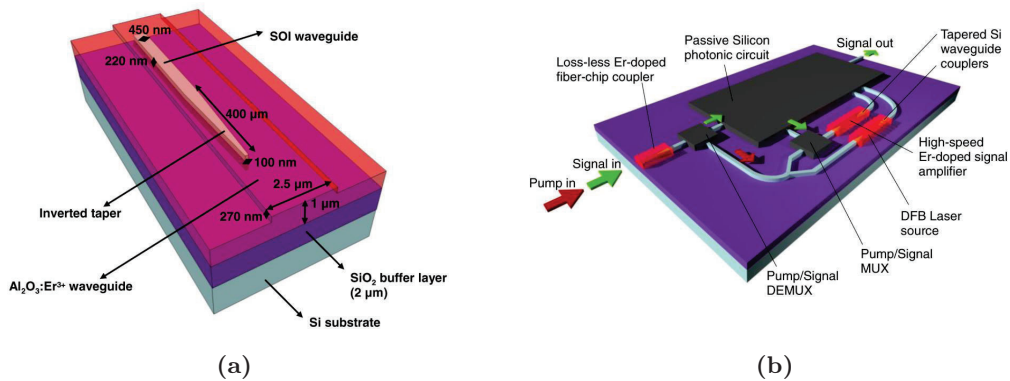


FIGURE 1.13 – Intégration du guide ruban en Si avec un guide en arête en alumine dopée Er^{3+} . Épanouisseur (a) et schéma d’un circuit intégré optique qui hybride fonctions passives en Si et actives en alumine amorphe dopée Er^{3+} (b), d’après [69].

être réduites à 0,5 dB [69]. Des pertes par interface de cet ordre permettent d'envisager des circuits intégrés optiques complexes, dont un exemple est schématisé en figure 1.13(b), dans lesquelles les pertes, engendrées par la propagation dans les blocs passifs, sont compensées par des guides amplificateurs en alumine amorphe dopés Er^{3+} . Des solutions unissant le pompage électrique avec des guides d'oxyde dopé erbium ont été proposées [70], mais n'ont pas encore été réalisées.

La première intégration d'une source laser pompée électriquement en photonique sur silicium a été faite en utilisant des semi-conducteurs III-V [71]. La croissance épitaxiale de ces semi-conducteurs sur silicium est compliquée, principalement à cause de la différence de paramètres de maille entre les réseaux cristallins qui entraîne des contraintes et des défauts. Ces derniers empêchent une génération efficace de la lumière. Le problème a été contourné en utilisant l'adhésion moléculaire. Le recours à cette technique permet d'intégrer le matériau actif au niveau de la gaufre et de pouvoir profiter de la production en parallèle des circuits hybrides, où les fonctions actives et passives sont alignées pendant les étapes de lithographie. Pour la première démonstration, la gaufre SOI, préalablement lithographiée et gravée pour obtenir des guides ruban à sa surface, est collée à un superstrat « actif ». Ce superstrat est une structure complexe réalisée par épitaxie à partir de la gaufre en InP, qui contient des puits quantiques en AlGaInP, responsables de l'émission de la lumière. Les autres éléments de la structure assurent la connexion électrique des puits quantiques et l'absorption des contraintes qui peuvent être générées lors du collage. La partie structurée du substrat InP est collée au circuit intégré passif fabriqué sur le substrat SOI ; cette procédure ne demande aucun outil d'alignement précis. En effet, les étapes lithographiques destinées à délimiter les régions actives sur la gaufre de SOI et à réaliser les contacts électriques ont lieu après le collage. L'architecture du laser hybride est schématisée dans la figure 1.14(a) alors que l'image 1.14(b) permet de localiser sur la facette de sortie du dispositif les différentes régions qui le composent. La figure 1.14(a) met en évidence

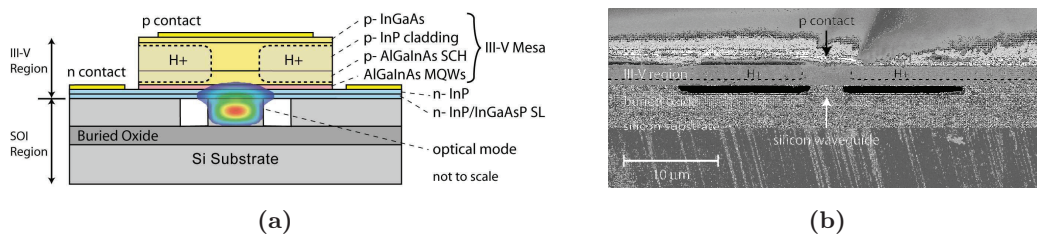


FIGURE 1.14 – Schéma (a) et image obtenue avec un microscope électronique à balayage (b) du laser hybride, d'après [71].

le fait que le mode guidé est principalement confiné dans le guide ruban en silicium et interagit de manière évanescente avec les multi-puits quantiques réalisés par épitaxie sur la gaufre en InP. Cette interaction évanescente est suffisante pour obtenir l'émission laser dans la structure en utilisant simplement la réflexion naturelle des facettes du dispositif pour la rétroaction. Des amplificateurs peuvent être réalisés en utilisant la même structure [72]. Les performances

du laser peuvent être améliorées en intégrant un réseau de Bragg pour la contre-réaction. Des variantes de ces procédés et différentes architectures [73] ont été proposées pour hybrider des sources laser ou des amplificateurs sur SOI; toutes font recours au collage moléculaire entre une gaufre SOI et une gaufre III-V.

Les résultats récents obtenus en hybridant différents matériaux et fonctions optiques sur le substrat SOI font de cette technologie une plateforme performante pour des applications en télécommunication et les capteurs. Néanmoins, la rentabilité des circuits en photonique sur silicium reste liée au nombre de composants demandés. En effet, l'utilisation des moyens lourds de la microélectronique est justifiée pour de grands volumes de production, mais pour les petits et moyens d'autres technologies peuvent être mieux adaptées.

1.4.2 Le verre

Le verre, associé au processus d'échange d'ions, était dès 1969 identifié par Miller comme un des substrats sur lesquels des circuits intégrés optiques peuvent être réalisés. L'échange d'ions est en effet un processus utilisé industriellement depuis le XIX^{ème} siècle pour augmenter la résistance du verre [74]. Pour mieux comprendre comment ce processus peut modifier les propriétés physicochimiques du verre, il faut regarder de plus près la composition de ce matériau. Seuls les verres d'oxydes [75] sont ici présentés car ils sont les plus utilisés pour l'optique intégrée.

Le verre est un solide amorphe issu du mélange d'oxydes, qui peuvent être classés en trois catégories selon leur énergie de liaison avec l'oxygène [75, 76, 77] :

- Les formateurs du réseau ont une énergie de liaison supérieure à 330 kJ/mol et peuvent former un verre à eux seuls. Ils donnent leur nom au verre. Ainsi, on retrouve les verres silicates (SiO_2), borosilicates ($\text{B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$) et phosphates (P_2O_5).
- Les intermédiaires du réseau présentent une énergie de liaison comprise entre 200 kJ/mol et 330 kJ/mol qui va difficilement leur permettre de former un verre d'oxyde seuls. Ils sont utilisés pour faciliter l'élaboration du verre et modifier les caractéristiques physique et chimiques de la matrice vitreuse. Les principaux oxydes intermédiaires du réseau sont : l' Al_2O_3 , le TiO_2 , le PbO , le ZnO et le CdO .
- Les modificateurs du réseau ont une énergie de liaison inférieure aux 200 kJ/mol. Ils cassent partiellement les liaisons créées par les formateurs du réseau et dépolymérisent le verre. Ce sont essentiellement des oxydes alcalins (Na_2O , K_2O et Li_2O) ou alcalinoterreux (CaO , MgO). En raison de leur faible énergie de liaison, les cations qui les forment sont relativement mobiles dans la matrice de verre. En effet, soumis à des températures de l'ordre de 200 °C à 500 °C, les liens des cations avec l'oxygène se brisent. Ceux ci peuvent donc se déplacer dans le verre et être éventuellement remplacés par d'autres ions.

Tous les composants du verre participant à ses caractéristiques macroscopiques, le remplacement de cations modificateurs du réseau originels par d'autres ions entraîne, entre autres, un changement d'indice de réfraction.

1.4.2.1 L'échange d'ions

Une relation empirique [78] lie n , l'indice de réfraction d'un verre d'oxyde, à sa composition :

$$n = 1 + \frac{R_0}{V_0} \quad (1.1)$$

R_0 et V_0 correspondent respectivement à la réfractivité du verre et à son volume par mole d'oxygène et peuvent être décrits en fonction des espèces qui composent la matrice vitreuse :

$$R_0 = a_f N_f + \sum_m a_m N_m \quad (1.2)$$

$$V_0 = b_f + c_f N_f + \sum_m c_m N_m \quad (1.3)$$

Où a et c sont les constantes de réfractivité et de volume des différents éléments qui composent le verre, N est le nombre de moles de chaque espèce par mole d'oxygène, les indices f et m identifient respectivement les formateurs et les modificateurs du réseau et b_f est une constante qui dépend de N_f .

L'échange d'ions est basé sur le remplacement des ions modificateurs du réseau A^+ , contenus dans la matrice vitreuse, par des ions B^+ , amenés par une source externe en contact avec la surface du verre. Cette source peut être un bain de sel fondu ou une couche métallique. Afin de fournir aux ions A^+ du substrat l'énergie suffisante à casser les liens avec les atomes oxygène de la matrice, l'échange d'ions a lieu à des températures comprises entre 200 °C et 500 °C. La figure 1.15 présente le principe de l'échange d'ions qui a lieu à la surface d'un verre silicate, contenant des ions modificateur du réseau A^+ , quand il est plongé dans un bain de sels nitrates $(NO_3)^- B^+$.

Si l'on suppose que le nombre de charges dans le verre reste constant, on obtient qu'une variation de concentration ΔN_B de ions B^+ est compensée par une variation de signe opposé

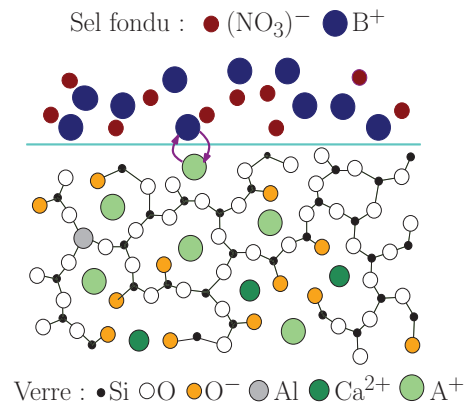


FIGURE 1.15 — Principe de l'échange d'ions entre les ions B^+ dans un sel nitrate fondu et les ions A^+ , modificateurs du réseau, d'un verre silicate.

ΔN_A d'ions A^+ , $\Delta N_B = -\Delta N_A = \Delta N$. À partir de l'équation (1.1) Δn , la variation de l'indice de réfraction du verre, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Delta n = \frac{1}{V_0} \left[(a_B - a_A) - \frac{R_0(c_B - c_A)}{V_0} \right] \Delta N = \frac{1}{V_0} \left(\Delta R - \frac{R_0 \Delta V}{V_0} \right) \Delta N \quad (1.4)$$

Cette équation lie directement la variation de l'indice de réfraction du verre à la variation de concentration en ions ΔN et à la différence de leur volume ΔV et de réfractivité ΔR par mole d'oxygène. Le volume d'un ion et sa réfractivité dépendent de son rayon ionique et de sa polarisabilité. Un choix approprié du couple d'ions A^+ et B^+ permet donc d'augmenter l'indice de réfraction du verre.

Les premiers guides fabriqués par échange d'ions furent réalisés par Izawa et Nakagome [23] en 1972. Le processus de fabrication des guides prévoyait deux étapes d'échange assistées par un champ électrique. La première étape consistait en l'échange des ions Tl^+ du bain de sels avec les ions Na^+ et K^+ présents dans le substrat ; dans la deuxième, le verre est échangé avec des ions Na^+ et K^+ pour éloigner le guide de la surface du verre afin de diminuer ses pertes. Depuis cette première démonstration, des échanges avec différents couples d'ions ont été réalisés. Les couples d'ions B^+/A^+ les plus utilisés sont [79] :

- K^+/Na^+ : la différence de rayons ioniques entre ces deux espèces produit une variation de l'indice de réfraction, mais entraîne aussi des contraintes mécaniques qui donnent aux guides d'onde un caractère biréfringent. Le contraste d'indice maximale est faible, autour de 10^{-2} , ce qui pose des limites à l'intégration de plusieurs fonctions sur le même substrat.
- Tl^+/K^+ : la différence de polarisabilité des deux ions permet d'atteindre des contrastes d'indices supérieurs à 0,1. La toxicité du thallium reste le plus grand frein à l'utilisation industrielle de cet échange.
- Ag^+/Na^+ : c'est l'échange le plus répandu dans les dispositifs en optique intégrée, car la différence de polarisabilité des ions, et leur faible écart de taille, produit des guides avec une variation maximale d'indice de 0,1 et une faible biréfringence. Le principal problème de cette technique est la présence éventuelle de pertes de propagation causées par la réduction des ions Ag^+ en argent métallique. Ce phénomène est dû aux oxygènes non liés de la matrice et aux ions de fer, arséniure et antimoine qui sont présents comme impuretés dans le verre. Pour cette raison, des verres dédiés à l'échange d'ions ont été spécifiquement développés et les pertes de propagation sont aujourd'hui inférieures à 0,1 dB/cm [80].

Les guides d'onde sont réalisés sur le substrat via un changement local de l'indice de réfraction du verre. Des procédés de photolithographie dérivés de la microélectronique sont donc utilisés pour délimiter les zones d'échange. Les étapes technologiques généralement suivies pour réaliser les circuits intégrés optiques sur substrat de verre sont illustrées en figure 1.16 et résumées par la suite.

La bonne réussite et la reproductibilité de ces procédés nécessitent des surface propres. Pour

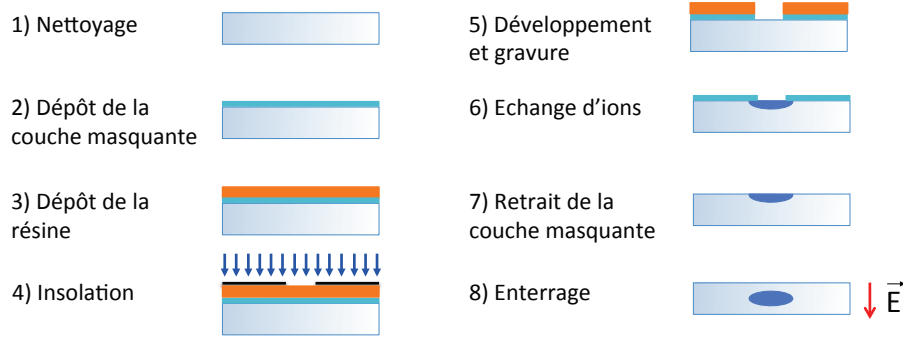


FIGURE 1.16 – Procédé général de fabrication de guides d'onde par échange d'ions sur substrat de verre.

cela, les substrats sont nettoyés afin d'éliminer tous les contaminants minéraux et organiques. Une couche masquante est ensuite déposée à leur surface par pulvérisation cathodique ou évaporation. Celle-ci peut être de l'alumine, du silicium ou de l'aluminium et son épaisseur peut varier de 30 nm à 200 nm selon le type d'échange d'ions mis en œuvre. En effet, le type de couche ainsi que son épaisseur sont choisis en fonction de la nature du substrat et de la source d'ions utilisée afin de garantir son étanchéité pendant toute la durée de l'échange. Les motifs d'un masque mère sont reproduits par photolithographie UV sur une résine photosensible, de 500 nm d'épaisseur, préalablement déposée sur la couche masquante. Le transfert des motifs du masque comporte une insolation avec une source UV suivie d'un développement. Les régions de la couche non recouvertes de résine sont ensuite gravées par attaque chimique humide ou par gravure ionique réactive (*Reactive Ion Etching*, RIE). Après gravure et retrait de la résine, le substrat est plongé dans un bain de sel fondu. Une fois l'échange terminé, la couche masquante est retirée et les guides créés à la surface peuvent éventuellement être enterrés à l'aide d'un champ électrique. Dans ce cas, la plaquette est placée entre deux bains de sels ne contenant que des ions A^+ et électriquement isolés. L'application d'un champ électrique pousse alors les ions B^+ vers l'intérieur du verre tandis que les ions A^+ recréent la matrice originale en surface. Après les échanges d'ions, des étapes de découpe et polissage permettent de séparer les différentes puces de la gaufre de verre et de les interfacer avec des fibres optiques.

1.4.2.2 Revue des principaux dispositifs réalisés par échange d'ions sur verre

L'échange d'ions a permis d'utiliser le verre comme plateforme aussi bien pour des capteurs que pour développer des composants pour les télécommunications. Pour mieux cerner les potentialités de cette technologie, nous présentons maintenant quelques exemples d'application dans ces deux secteurs. Le lecteur désirant une revue complète pourra se référer à l'article écrit récemment par Tervonen *et al.* [79].

Dans le domaine des capteurs, l'optique intégrée sur verre n'est pas seulement employée pour miniaturiser et stabiliser des systèmes optiques complexes [81], mais elle est de plus en plus utilisée conjointement à des circuits micro-fluidiques dans le cadre des laboratoires sur

puce. En effet, le verre est intensivement utilisé pour produire des circuits micro-fluidiques actuellement commercialisés [82] car il est hydrophile, chimiquement inerte et biocompatible. Parmi les différents types de verre existants, le borosilicate est le plus utilisé car il résiste le mieux à une grande variété des solutions acides et aux réactions oxydantes. Pour cette raison, un circuit opto-fluidique, pour la mesure de fluides issus des procédés nucléaires, a été fabriqué sur verre borosilicate grâce à un échange Ag^+/Na^+ [83].

Ce circuit optique, illustré en figure 1.17, consiste en un interféromètre de Young réalisé avec une jonction Y suivie par un guide plan [84]. Le circuit micro-fluidique est un canal réalisé à la

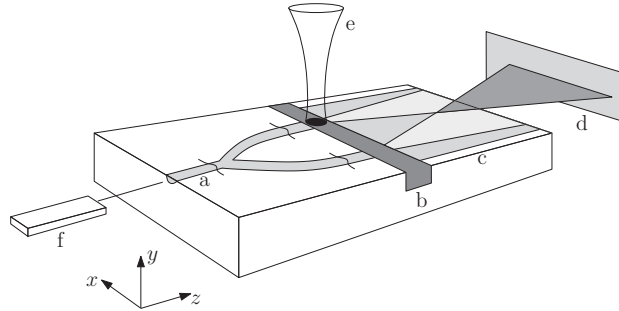


FIGURE 1.17 – Schéma du capteur opto-fluidique : (a) jonction Y, (b) canal micro-fluidique, (c) guide plan, (d) capteur CCD, (e) laser de « pompe », (f) laser de « sonde ». D'après [84].

sortie de la jonction Y et perpendiculaire à ses deux bras. Ce circuit opto-fluidique a permis de détecter 12 fmol de cobalt en utilisant l'effet photo-thermique. Un laser « sonde » est injecté dans la jonction Y qui divise le signal en deux sources d'égale puissance. À la sortie de la jonction Y les deux faisceaux traversent le liquide contenu dans le micro-canal et se couplent dans le guide plan, qui constitue une région de propagation libre où les deux faisceaux se superposent. L'interférogramme, créé par les deux faisceaux, est imagé par une camera CCD (*Charge-Coupled Device*). Le laser pulsé de « pompe », amené par une fibre optique à la sortie du bras gauche de la jonction Y, éclaire verticalement le micro-canal. Un choix approprié de la longueur d'onde de pompe permet de détecter la présence de cobalt dans le canal. En effet, celle-ci doit être absorbée par l'espèce à détecter afin de générer un échauffement local du liquide. Le laser de sonde, de son côté, ne doit pas interagir avec l'élément chimique que l'on veut détecter. L'échauffement de l'analyte, causé par la présence de l'espèce à détecter, entraîne un changement local de l'indice de réfraction du liquide qui introduit un déphasage du faisceau sonde sortant du bras gauche de la jonction Y et produit un déplacement des franges de l'interférogramme. Ce déplacement dépend linéairement de la concentration de l'espèce à mesurer présente dans le liquide [84] qui peut ainsi être déterminée.

La réalisation de capteurs, en particulier des capteurs opto-fluidiques, est un nouveau champ d'application des composants en optique intégrée sur verre et profite de l'expérience acquise et des progrès technologiques réalisés pour le développement de composants pour les télécommunications optiques comme les PHASARs [45], les lasers [85], les amplificateurs [86]

et les multiplexeurs large bande [87].

Les PHASARs réalisés en optique intégrée sur verre répondent de manière simple aux problèmes de biréfringence des dispositifs basés sur une technologie semi-conducteur ou silice sur silicium. La biréfringence est due à la forme des guides et aux contraintes mécaniques des couches déposées, ainsi un dispositif avec des guides enterrés réalisés par échange d'ions Ag^+/Na^+ résout aisément ces problèmes en symétrisant la structure. Avec ce procédé technologique, un PHASAR caractérisé par une faible biréfringence et capable de multiplexer huit canaux séparés de 50 GHz, a été démontré [45].

Les sources lasers réalisées par échange d'ions présentent des caractéristiques intéressantes et complémentaires aux lasers à semi-conducteurs III-V. La réalisation de ces lasers, opérant dans la bande C ($1530 \text{ nm} < \lambda < 1565 \text{ nm}$) des télécommunications optiques, a été possible grâce à la fabrication de verres dopés avec des terres rares $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ spécialement conçus pour l'échange d'ions Ag^+/Na^+ [88]. Le pompage optique, nécessaire pour obtenir une amplification ou un effet laser, est fourni habituellement par un laser semi-conducteur dont la longueur d'onde d'émission est proche de 980 nm.

Les lasers DFB sur verre se révèlent très intéressants lorsqu'on recherche des sources stables, avec une largeur de raie faible et une intensité de bruit relatif inférieure à celle des lasers à semi-conducteur. De plus, une matrice de lasers émettant à des longueurs d'onde différentes peut être fabriquée sur le même substrat comme dans le cas de la puce [85] représentée en figure 1.18(a). Le réseau de Bragg, gravé à la surface, a une profondeur de 150 nm et une

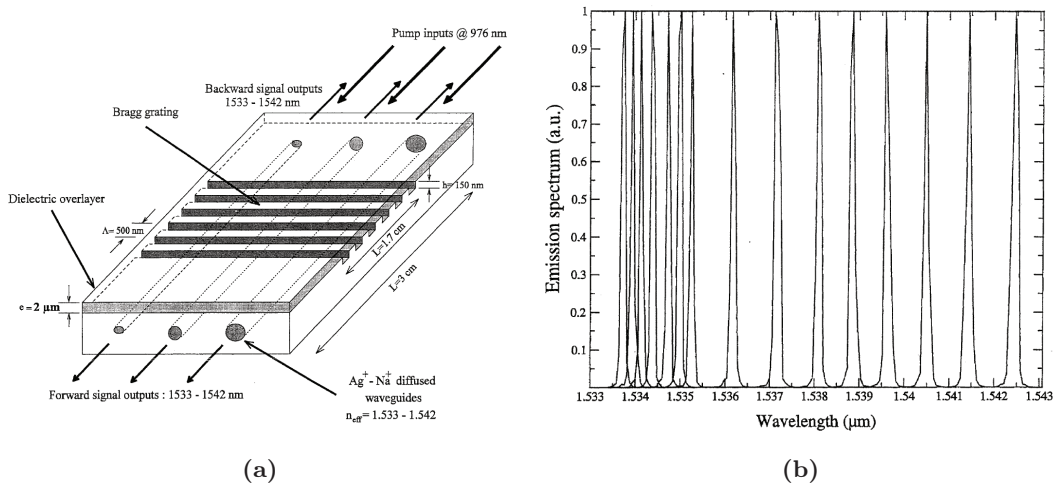


FIGURE 1.18 – Matrice de lasers en optique intégrée sur verre (a) et son spectre d'émission (b) d'après [85].

période de 500 nm et fixe l'émission laser autour de 1535 nm. Il est fabriqué, après la réalisation des guides, via une exposition holographique suivie d'une gravure ionique réactive. La réalisation de guides d'onde avec des dimensions différentes permet l'émission de longueurs d'onde distinctes : à travers un contrôle fin des paramètres géométriques des guides, les lasers

de la matrice peuvent être calibrés sur les grilles 25 GHz, 50 GHz et 100 GHz de la bande C définies par l'*International Telecommunication Union* [89]. Les différentes longueurs d'onde émises par les guides de la matrice sont représentées en figure 1.18(b).

Des amplificateurs optiques, basés sur la même technologie et utilisant des verres dopés $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ [86], sont actuellement commercialisés par la société Teem Photonics pour des applications dans les réseaux métropolitains [90]. On peut noter que, comme le montre la figure 1.19, un dispositif commercial ne se résume pas à la seule partie amplificatrice, car des fonctions de multiplexage du signal et de la pompe ainsi que de filtrage de cette dernière doivent être implémentées à l'entrée et à la sortie du dispositif. Ces fonctions sont habituellement réalisées par des composants fabriqués indépendamment, voire avec des fibres optiques, puis alignés et connectés à l'amplificateur. L'intégration des fonctions actives et passives sur le même substrat peut donc diminuer la taille et le coût du dispositif tout en augmentant sa fiabilité.

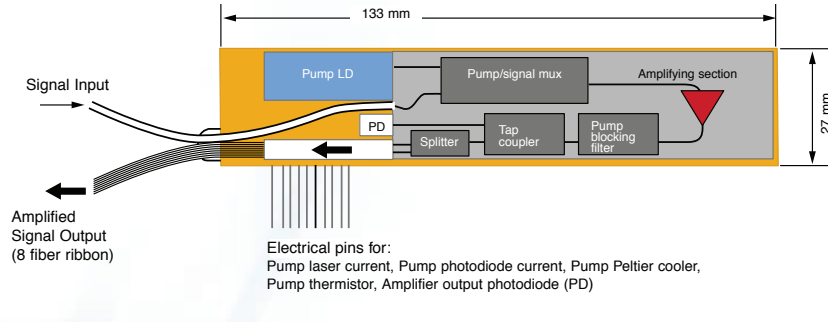


FIGURE 1.19 – Schéma de l'amplificateur et diviseur 1 vers 8 produit par Teem Photonics, d'après [90].

Pour répondre à ce besoin d'intégration, la société Schott a produit un verre phosphate hybride où la gaufre est divisée en une moitié dopée $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ et l'autre moitié dopée La^{3+} [91] (voir figure 1.20). Le lanthane, inerte optiquement, est utilisé pour remplacer l'erbium et l'yt-

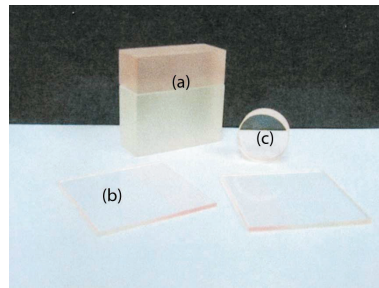


FIGURE 1.20 – Différents formats de verre hybride produit par Schott d'après [91]. Les deux régions du verre peuvent être facilement reconnues car la section dopée $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ est caractérisée par une couleur rose, en revanche la région contenant du lanthane est transparente.

terbium dans la partie passive du verre, tout en gardant des propriétés chimiques et physiques

similaires à la moitié active du verre, dopée $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Ce verre paraît mieux adapté pour des échanges d'ions où la source de ces derniers est une couche mince plutôt que des sels fondus [92], car les sels attaquent le substrat au niveau de la jonction entre les deux verres [91]. Différents types de lasers DBR ont été réalisés avec ces substrats [93, 92] démontrant ainsi le potentiel de l'hybridation. Cependant, la division du substrat en une partie active et une passive, faite au moment de sa fabrication, pose des contraintes non négligeables au niveau de la conception de circuits optiques plus complexes.

L'amplificateur hybride, réalisé par Gardillou et al. [94] et schématisé en figure 1.21(a), propose une alternative aux contraintes de conception imposées par le substrat hybride. Un guide d'onde est réalisé avec un échange $\text{Ti}^{+}/\text{K}^{+}$ sur le verre silicate NFK5 de Schott. Le verre phosphate IOG1 dopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ [88], commercialisé par Schott, est ensuite reporté et collé par adhérence moléculaire à la surface du substrat passif.

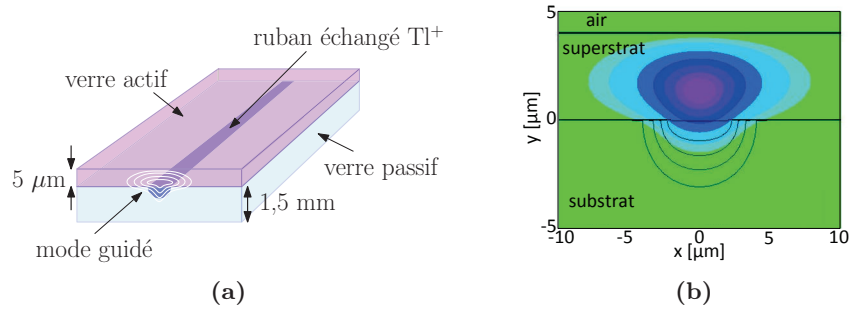


FIGURE 1.21 – (a) Schéma de l'amplificateur hybride vertical et (b) profil d'amplitude typique du champ électrique d'un mode guidé par la structure hybride, d'après [95].

Le dimensionnement de cet amplificateur repose sur une interaction forte du signal ($\lambda = 1534 \text{ nm}$) et de la pompe ($\lambda = 976 \text{ nm}$) avec le superstrat actif, obtenue grâce à une zone échangée présentant un indice de réfraction inférieur à celui du superstrat. Pour garantir le guidage optique, le superstrat doit ainsi être aminci mécaniquement jusqu'à obtenir une épaisseur de quelques micromètres. Suite à cette opération, le mode optique est confiné verticalement par l'action conjointe du ruban échangé et de la couche de verre reportée, tandis que seul la région échangée dans le substrat passif assure le confinement latéral. De ce fait, les modes guidés qui interagissent fortement avec le superstrat, comme celui représenté en figure 1.21(b), sont caractérisés par une extension latérale relativement importante et par une forme très différente de celle des modes guidés par les fibres optiques. Ainsi, à cause des pertes par couplage avec les fibres optiques (2,6 dB/facette) cette structure n'a pas permis d'obtenir du gain net. Néanmoins, ce dispositif a démontré qu'un gain de 3,66 dB/cm peut être obtenu dans une structure basée sur une hybridation « verticale ».

Ce type d'hybridation peut, en principe, être fait localement sur le substrat passif : le superstrat actif n'est alors reporté que dans les régions où des fonctions actives doivent être implémentées. L'hybridation verticale présente un gain notable en liberté de conception et en rationalisation dans l'utilisation du substrat actif, ce qui implique une baisse de coût puisqu'à

l'heure actuelle celui-ci coûte de dix à cent fois plus cher qu'un substrat passif.

Un autre type d'amplificateur hybride utilisant l'architecture verticale a été proposé pour amplifier simultanément les signaux transportés par plusieurs guides à l'aide d'une diode de pompe à ruban large, émettant à $\lambda_p \approx 980$ nm. La figure 1.22(a) montre la vue en coupe du dispositif : un guide large et multimode est réalisé dans le substrat passif alors que plusieurs guides, monomodes à la longueur d'onde du signal $\lambda_s \approx 1550$ nm, sont fabriqués dans le superstrat actif. Le guide dans le substrat passif doit garantir un bon couplage avec la diode de pompe à ruban large et transférer efficacement la puissance de pompe aux guides réalisés dans le superstrat actif, afin d'amplifier les signaux des canaux actifs. Cette structure présente deux faiblesses principales. Tout d'abord, la réalisation de cette architecture nécessite un alignement précis pour superposer les guides du superstrat actif avec celui du substrat passif. Ensuite, toutes les éventuelles fonctions de multiplexage/démultiplexage, filtrage, à λ_s , qui peuvent être implémentées dans un verre passif, doivent être réalisées dans le superstrat actif. Ce problème peut être résolu par une structure plus complexe comme celle représentée en figure 1.22(b) qui utilise comme superstrat une combinaison de verres actifs et passifs.

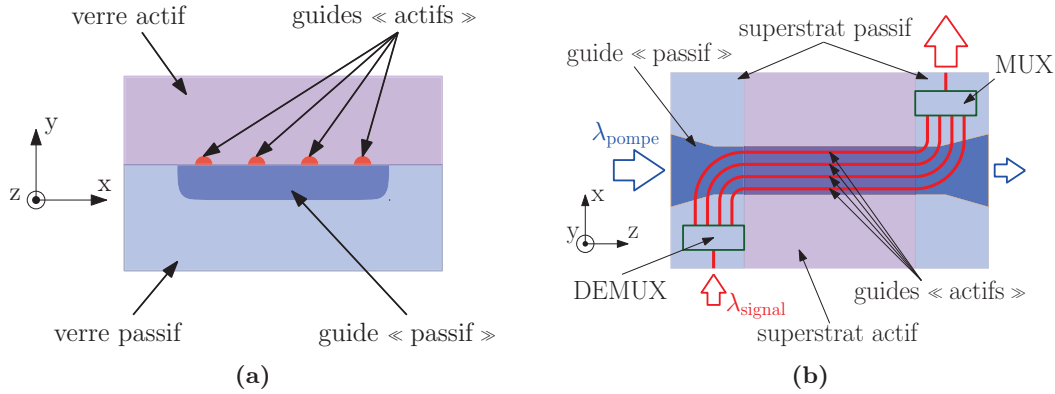


FIGURE 1.22 – (a) Schéma de l'amplificateur hybride interfaçable avec une diode de pompe à ruban large et (b) sa possible utilisation dans un dispositif hybride implémentant des fonctions passives de multiplexage/démultiplexage [96].

En fait, un dimensionnement qui exploiterait toutes les potentialités de l'hybridation verticale utiliserait le verre passif pour réaliser l'intégralité des fonctions de traitement du signal et s'interfacerait avec le superstrat actif dans les phases de génération ou d'amplification du signal. Ainsi, idéalement, toutes les fonctions de multiplexage, filtrage et routage de la pompe et du signal, du schéma de l'amplificateur en figure 1.19, seraient intégralement implémentées dans le substrat passif et l'amplification serait faite de manière hybride. Le dispositif qui résulterait de cette intégration pourrait ressembler à celui illustré en figure 1.23. Cette structure condenserait, en une seule puce, trois blocs fonctionnels distincts. Le premier est le bloc de multiplexage qui injecte le mode de pompe et de signal dans la section amplificatrice, où un verre actif aminci est reporté à la surface du substrat passif. À la sortie de la région amplificatrice, le mode de signal amplifié est séparé de celui de pompe afin d'être utilisable. Les

pertes des modes guidés au passage de la région passive à la section amplificatrice, et vice-versa, doivent être minimales. Ainsi pour réaliser une transition douce, qui limite les pertes de couplage entre les deux régions, il est nécessaire de faire varier graduellement l'épaisseur du verre actif dans la direction de propagation des modes de pompe et de signal. La réalisation de cette transition demanderait néanmoins la mise en œuvre d'une série d'étapes de gravure dédiées inexistantes à ce jour.

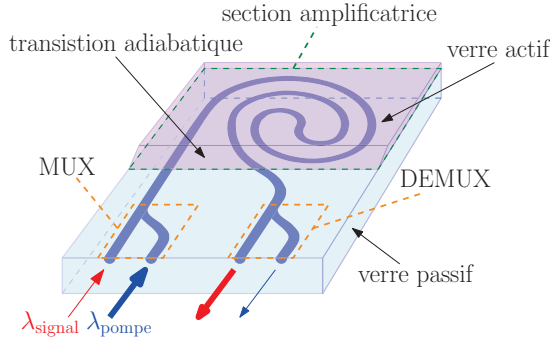


FIGURE 1.23 – Architecture possible d'un amplificateur hybride planaire intégrant les fonctions de multiplexage et démultiplexage des modes de pompe et de signal.

Un tel niveau d'intégration demande un travail conséquent de conception et de réalisation de l'architecture passive, comme le montre le cas du duplexeur pompe/signal [87] représenté en figure 1.24(a) qui est basé sur une jonction Y asymétrique. La jonction est composée d'un guide commun à la surface qui se sépare en deux guides, dont l'un reste à la surface, tandis que l'autre est enterré dans la masse du verre. Les modes de pompe ($\lambda_p \approx 980$ nm) et de signal ($\lambda_s \approx 1534$ nm) se propagent dans le guide commun jusqu'à ce que les deux guides se séparent. Le mode de pompe reste alors confiné dans le guide de surface, tandis que celui de signal se propage dans le guide enterré ; par la suite le guide de surface du dispositif sera appelé guide « pompe » et celui enterré guide « signal ». Ce dispositif se comporte comme un démultiplexeur car il sépare dans deux guides différents le signal et la pompe provenant du

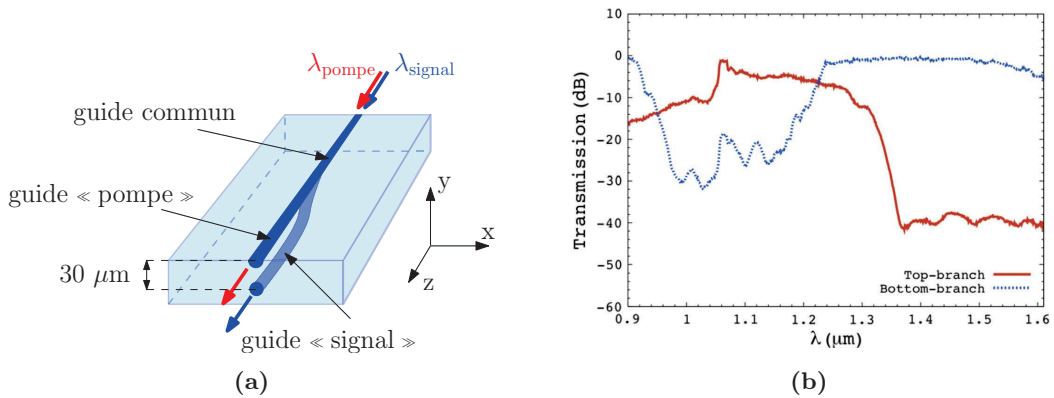


FIGURE 1.24 – Schéma du duplexeur vertical (a) et sa réponse spectrale (b) d'après [87].

guide commun. Par réciprocité, il permet de multiplexer dans un seul guide la pompe et le signal venant de deux guides différents.

Trois échanges d'ions sont mis en œuvre pour réaliser ce duplexeur. Le premier échange Ag^+/Na^+ définit le guide « signal », qui est ensuite partiellement enterré à 30 μm de la surface lors du deuxième échange. Un troisième échange Ag^+/Na^+ est nécessaire pour réaliser le guide « pompe », qui reste à la surface et est aligné par rapport au guide signal. La fonction de multiplexage/démultiplexage est donc intégrée verticalement augmentant ainsi fortement la compacité du dispositif. Ce type d'intégration est appelée tridimensionnelle, ou verticale, car la surface et la profondeur du substrat sont exploitées pour réaliser la fonction optique désirée. Le choix des temps d'échange, de la température, et des concentrations en Ag^+ , ainsi que les dimensions des guides, doivent être particulièrement soignés car le fonctionnement du duplexeur nécessite que tous les guides du composant soient monomodes. Le dispositif réalisé présente de faibles pertes d'insertion ainsi qu'une isolation pompe/signal supérieure à 40 dB dans le bras « signal » et à 20 dB dans le bras « pompe », comme le montre la figure 1.24(b).

Les excellentes performances du duplexeur ont été obtenues tout en assurant la compatibilité avec une structure de type amplificateur hybride similaire à celle proposée par Gardillou et al. [94]. L'amplificateur hybride tridimensionnel qui en résulterait est représenté en figure 1.25. Comparant ceci avec l'amplificateur hybride planaire de la figure 1.23 on remarque que le duplexeur vertical est employé, dans ce dispositif, pour implémenter les fonctions de multiplexage/démultiplexage de la pompe et du signal. Le duplexeur vertical ouvre ainsi les portes à une intégration plus poussée qui conjugue l'hybridation verticale avec l'intégration tridimensionnelle des fonctions optiques.

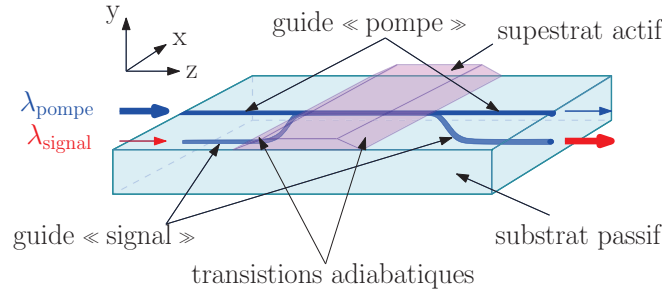


FIGURE 1.25 – Possible réalisation d'un amplificateur hybride 3D intégrant les fonctions de multiplexage et démultiplexage des modes de pompe et de signal, d'après [87].

De plus d'autres matériaux peuvent être intégrés sur substrat de verre grâce à l'hybridation verticale. Si le collage d'un substrat de niobate de lithium aminci pourrait permettre d'obtenir un modulateur hybride [97], le dépôt d'une couche magnéto-optique par procédé sol-gel a démontré la faisabilité d'un rotateur Faraday en optique intégrée sur verre [98], brique fondamentale d'un futur isolateur optique intégré sur verre.

Les dispositifs que nous venons de décrire démontrent que le substrat de verre joue un rôle significatif dans le développement des circuits intégrés optiques [79]. De plus, l'effort continu

vers l'hybridation et l'intégration de différents matériaux font de cette filière une plateforme technologique assez complète. Ainsi, si la photonique sur silicium permet d'envisager la production de masse de dispositifs optiques intégrés pour des applications grand public telles que le câblage des résidences particulières (*Fiber To The Home*, FTTH), il n'en reste pas moins qu'il existe de nombreuses applications nécessitant des flux de production plus faibles pour lesquelles une plateforme technologique plus souple est adaptée. Ainsi, le développement de systèmes de mesure embarqués pour la sécurité des aéronefs civils et militaires, actuellement mené au laboratoire en collaboration avec des partenaires industriels, est présenté dans la suite.

1.5 Développement d'un système complexe : le LiDAR

Un anémomètre, du grec *ανεμος* « vent » et *μετρον* « mesure », est un instrument qui mesure la vitesse du vent. L'anémométrie laser utilise un système LiDAR (*Light Detection And Ranging*) pour mesurer la vitesse des particules entourant l'avion et remonter ainsi à celle de l'aéronef par rapport à l'air qui l'entoure. Cette donnée est cruciale, car elle conditionne la portance des ailes de l'avion et donc son maintien en vol.

1.5.1 Architectures des systèmes LiDAR pour l'anémométrie

La vitesse d'un aérosol peut être mesurée par anémométrie à temps de vol ou à effet Doppler [99]. La première technique mesure le temps mis par une particule pour passer entre deux régions éclairées par un faisceau laser (anémomètres à deux foyers et à plans parallèles, représenté en figure 1.26.(a)) ou le chemin parcouru par une particule entre deux impulsions laser (anémomètre dans le plan d'image). La deuxième méthode mesure la différence de fréquence entre la lumière émise par le faisceau, utilisé comme référence, et celle rétrodiffusée par la particule en mouvement (anémomètre à référence). L'effet Doppler est aussi utilisé dans l'anémomètre à franges d'interférence, illustrée en figure 1.26.(b) ; dans cette configuration, le laser est divisé en deux faisceaux de puissance égale focalisés dans une région de l'espace qui constitue le volume de mesure. La particule qui passe dans ce volume diffuse vers le détecteur

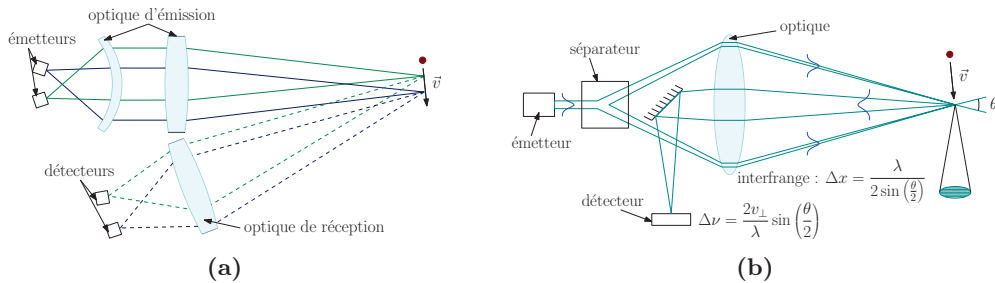


FIGURE 1.26 – Principe des anémomètres à plans parallèles (a) et à franges (b), d'après [100] et [99].

un interférogramme dont l'interfrange est proportionnelle à la vitesse de la particule. L'anémomètre laser à référence mono-statique, où le faisceau sonde et celui réfléchi parcourent le même chemin optique, est le plus répandu pour des mesures en vol car la portée du système peut être fixée sans impacter la stabilité du système de mesure. Grâce à cela, il est possible de focaliser le faisceau dans une région où l'aérosol qui entoure l'avion n'est pas perturbé par le vol. De plus, cette méthode est très avantageuse pour la mesure de vitesse à haute altitude car le faisceau est focalisé sur un volume plus grand, par rapport aux autres types d'anémomètre, ce qui augmente la probabilité de détecter une particule dans des environnements où les aérosols sont peu denses [99]. Un exemple possible d'architecture d'anémomètre laser à référence mono-statique [101], est illustré sur la figure 1.27.

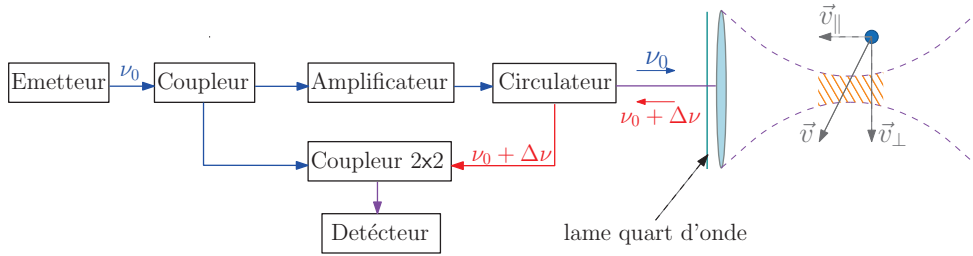


FIGURE 1.27 – Exemple d'architecture d'anémomètre laser à référence mono-statique, d'après [101].

Le signal laser est envoyé vers un séparateur qui le divise en deux faisceaux, l'un est utilisé comme référence, l'autre comme sonde. Le signal de sonde, qui peut être amplifié, traverse le circulateur et est focalisé à l'extérieur de l'avion par un système optique composé d'un ensemble des lentilles et d'une lame quart d'onde. Le faisceau réfléchi, qui présente un décalage en fréquence proportionnel à la vitesse de la particule, est collecté par le même système optique, et rentre dans le circulateur avec une polarisation perpendiculaire à celle du faisceau sonde. Il est ainsi dirigé par le circulateur vers le coupleur 2x2, où le signal réfléchi est mélangé avec le signal de référence, qui est ici utilisé comme un oscillateur local. La fréquence du battement produit par les deux signaux sur le détecteur, permet de remonter à la vitesse axiale de la particule grâce à la relation [100] :

$$\Delta\nu = \frac{2v_{\parallel}}{\lambda} \quad (1.5)$$

où $\Delta\nu$ est le décalage en fréquence entre le faisceau référence et le faisceau réfléchi, $v_{\parallel}$ est la composante de la vitesse de la particule parallèle à l'axe optique et λ est la longueur d'onde d'émission du laser. La résolution et la sensibilité du système dépendent respectivement de la largeur spectrale et du bruit d'intensité relatif (*Relative Intensity Noise*) de la source utilisée. Les lasers DFB intégrés réalisés sur verre phosphate dopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$, développés initialement pour les télécommunications optiques, se révèlent ainsi très adaptés comme sources pour ce type de systèmes grâce à leur finesse spectrale, de l'ordre de 3 kHz [102], et à leur très faible bruit d'intensité relatif, inférieur à 140 dB/Hz pour des fréquences supérieures à 4 MHz. De plus, puisque la longueur d'onde émise est supérieure à 1,4 μm , ces sources sont considérées

comme sans danger pour l'œil humain, car leur rayonnement, fortement absorbé par les humeurs vitreuses de l'œil, n'endommage pas la rétine. Finalement, l'utilisation d'un laser en optique intégrée permet de réaliser un dispositif plus compact et stable, comparé à ceux basés sur fibres optiques [103] ou en optique de volume.

1.5.2 Vers un système LiDAR en optique intégrée planaire

Les potentialités offertes par l'intégration d'une source laser DFB sur verre dans un système LiDAR ont conduit à la création d'un consortium d'intérêt entre Airbus, Dassault, THALES Avionics, le laboratoire IMEP-LAHC et la société Teem Photonics. Dans ce groupe, les trois premiers partenaires amenaient l'expérience acquise depuis les années 80 dans l'implémentation des mesures LiDAR en aéronautique tandis que les deux derniers apportaient leur savoir faire dans la réalisation de circuits intégrés sur verre. Lors du projet européen *NEw Standby Lidar InstrumEnt* (NESLIE, 2006-2009) un laser DFB réalisé sur verre émettant à 1547 nm [104] a été utilisé comme injecteur dans un système LiDAR et son fonctionnement a été qualifié en vol [105] : à des températures comprises entre $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ et en faisant face aux vibrations mécaniques de l'avion, la vitesse air de l'aéronef mesurée par le LiDAR correspond parfaitement à celle obtenue à partir des sondes Pitot classiques. En figure 1.28(a), on peut voir la réalisation finale du système laser intégré, sans l'EDFA utilisé pour amplifier le signal, dans un boîtier de dimension $12\text{ cm} \times 8\text{ cm} \times 4\text{ cm}$.

La réussite du projet NESLIE a validé l'utilisation des composants en optique intégrée sur verre pour réduire l'encombrement des systèmes LiDAR et augmenter leur efficacité. Pour cette raison, l'architecture du LiDAR conçu pour le projet européen *Demonstration of ANemometry InstrumEnt based on LAser* (DANIELA, 2009-2012), illustré en figure 1.28(b), compte trois autres fonctions réalisées en optique intégrée sur verre : le séparateur du signal laser en faisceau

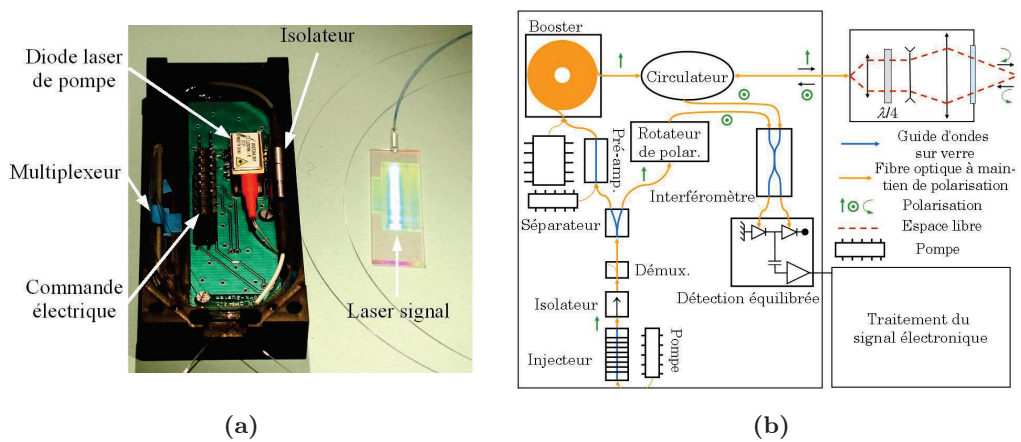


FIGURE 1.28 – Réalisation du système d'injection dans le cadre du projet NESLIE (a) et architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA (b), d'après [106].

sonde et référence, le préamplificateur du signal sonde et le coupleur 2x2 qui mélange le signal

réfléchi avec celui de référence. Des fibres à maintien de polarisation relient les différents composants.

Parallèlement au projet DANIELA, le travail de recherche, mené au sein de à l'IMEP-LAHC, a porté sur l'intégration d'encore plus de fonctions sur la puce LiDAR. Ainsi le duplexeur vertical peut remplacer le démultiplexeur fibré et filtrer la pompe résiduelle présente à la sortie du laser DFB. La substitution de l'isolateur par un composant en optique intégré sur verre est envisageable à moyen terme, compte tenu des récents avancements concernant le rotateur de Faraday hybride [98] et la démonstration d'un séparateur de polarisation réalisé par échange d'ions [107].

Une autre solution étudiée pour augmenter la compacité du système consiste en une intervention radicale sur l'architecture du LiDAR pour changer le schéma de pompage. En effet le laser DFB, caractérisé par une puissance émise de l'ordre de 10 mW, est actuellement pompé par une diode laser à semi-conducteur monomode émettant une puissance proche du watt à 976 nm, qui permet d'obtenir une émission autour de 1535 nm. Des puissances de pompe plus élevées permettraient d'obtenir des puissances laser plus grandes et donc de supprimer un étage d'amplification. La fabrication des sources monomodes à semi-conducteur plus puissantes pose néanmoins des problèmes de fiabilité du système [108]. Il existe des diodes à semi-conducteur multimodes à ruban large émettant des puissances plus élevées, mais elles présentent un faisceau large et multimode peu adapté à pomper un laser DFB monomode. Pour cette raison, une architecture, schématisée en figure 1.29, qui hybride des diodes à semi-conducteur multimodes à ruban large avec un filtre modal réalisé en optique intégrée sur verre a été proposée [109] et fabriquée à l'aide d'un échange d'ions Ag^+/Na^+ sous champ électrique [110]. Un guide d'onde multimode, qui présente un bon couplage avec les diodes à ruban large, constitue l'entrée du filtre modal. Cette région est suivie par un épanouisseur qui permet au seul mode fondamental de se propager sans perte dans la structure. L'épanouisseur débouche sur un guide monomode qui garantit un bon couplage avec des fibres optiques. En bout de ce guide, a été réalisé un réseau de Bragg qui réfléchit et réinjecte vers la diode une faible partie de son spectre d'émission. Cette perturbation verrouille la diode dans un régime de fonctionnement monomode à la fois spatialement et spectralement.

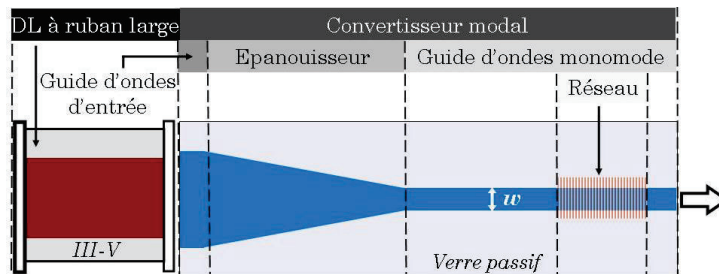


FIGURE 1.29 – Hybridation d'une diode de pompe à ruban large à l'aide d'un convertisseur modal réalisé sur substrat de verre, d'après [106].

Les nécessités de compacité et de fiabilité intrinsèques au système LiDAR poussent à intégrer les différentes fonctions optiques sur un même substrat passif [105]. L'intégration de la source laser et des étages d'amplification sur le substrat passif constituent une étape fondamentale pour l'obtention d'un système monolithique [105]. L'hybridation verticale d'un superstrat actif et l'intégration tridimensionnelle se proposent à nouveau comme un passage obligé vers la réalisation d'un composant monolithique, robuste et compact. En effet, la fabrication sur un seul substrat de tous les composants optiques de l'architecture du LiDAR, présentée en figure 1.28(b), diminuerait les dimensions du système et augmenterait sa stabilité en éliminant toutes les connexions fibrées entre les différents composants [105]. Il devient ainsi crucial de démontrer la compatibilité de l'hybridation verticale avec l'intégration tridimensionnelle pour la réalisation d'amplificateurs et de lasers hybrides tridimensionnels.

1.6 Objectifs de l'étude

Lorsque des dispositifs optiques complexes sont analysés, qu'ils soient destinés à des applications en télécommunications ou à des capteurs, des besoins en stabilité, en compacité ainsi qu'en réduction des coûts de production et de maintenance sont toujours rencontrés. Une des façons de répondre au mieux à ces exigences est l'intégration et l'hybridation des différentes fonctions optiques sur un même substrat passif.

En optique intégrée sur verre, des stratégies originales ont été développées afin d'augmenter l'intégration et l'hybridation. L'hybridation verticale permet d'intégrer de nouvelles fonctions sur le substrat passif [94, 98], tout en garantissant en même temps une grande souplesse de dimensionnement. L'intégration tridimensionnelle exploite effectivement la surface et la profondeur du verre pour réaliser des fonctions passives en augmentant leur densité tout en préservant, ou améliorant, leur performances [87, 111]. L'union de ces deux approches conjugue l'hétérogénéité des matériaux et des fonctions optiques, qui caractérisent l'hybridation verticale, avec l'excellent couplage entre les fibres optiques et les guides enterrés ainsi que la forte densité de fonctions passives, atteignables par l'intégration tridimensionnelle. La liberté de conception de l'hybridation verticale est accrue par l'intégration tridimensionnelle, car l'interaction des modes guidés avec le superstrat est établie en contrôlant la profondeur des guides dans le substrat passif. En conséquence, les guides du substrat peuvent interagir de manière locale avec le superstrat, lorsqu'ils affleurent à l'interface avec ce dernier : toutes les contraintes d'alignement précis, entre substrat et superstrat, peuvent alors être relâchées. De plus, l'intégration tridimensionnelle et l'hybridation verticale contribuent intrinsèquement, et de manière complémentaire, à la robustesse du dispositif isolant au maximum les guides de l'environnement externe. En effet, un guide qui remonte à la surface uniquement pour interagir avec le superstrat est encapsulé par ce dernier et par conséquent isolé des perturbations externes.

L'ensemble des caractéristiques d'hétérogénéité, de robustesse et de liberté de conception

de l'approche hybride tridimensionnelle a permis de proposer l'architecture d'amplificateur hybride tridimensionnelle [87] illustrée en figure 1.25, dont on a parlée précédemment. Si la réalisation de ce dispositif est principalement envisagée pour les télécommunication optiques, des amplificateurs hybrides du même genre, ainsi que des sources laser hybrides, sont amenés à jouer un rôle clé dans la réalisation monolithique de systèmes optiques complexes tels que LiDAR embarqué que nous venons de décrire. Néanmoins, il n'y a eu aucune preuve expérimentale de la compatibilité, électromagnétique et technologique, de l'hybridation verticale et de l'intégration tridimensionnelle.

L'objectif de ce travail est donc de démontrer la compatibilité de l'hybridation verticale et de l'intégration tridimensionnelle pour implémenter des fonctions actives sur substrat passif et ouvrir ainsi la route vers la réalisation de dispositifs monolithiques complexes. Pour ce faire, nous avons choisi de réaliser un laser DFB hybride tridimensionnel monomode, représenté en figure 1.30, opérant aux alentours de 1550 nm. L'approche hybride tridimensionnel sera en conséquence validée pour les applications concernant les télécommunications et les capteurs *eye-safe*. En effet, la démonstration de ce composant valide la faisabilité d'une source laser hybride tridimensionnelle et atteste au même temps la possibilité d'obtenir du gain optique dans la section amplificatrice du dispositif, qui est nécessaire pour réaliser tout amplificateur ou laser. Cette condition est d'autant plus difficile à obtenir dans un laser DFB car le réseau de Bragg, réalisé le long du guide, introduit des pertes de propagation supplémentaires à la longueur d'onde de pompe.

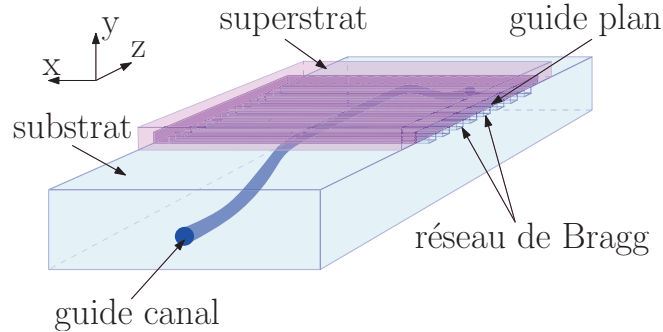


FIGURE 1.30 – Proposition d'un laser DFB hybride tridimensionnel.

Les guides d'onde canal seront réalisés dans le substrat passif avec un échange Ag^+/Na^+ et enterrés sélectivement à l'entrée et à la sortie du dispositif. Cela garantit la compatibilité technologique du laser hybride tridimensionnel avec les fonctions passives tridimensionnelles [87, 111, 112] ou enterrées [45, 113] déjà existantes. Le guide enterré vise à assurer l'isolation des modes de pompe et de signal de la surface et à améliorer le couplage avec les autres guides d'onde du système. Néanmoins, la mise en place d'un enterrage sélectif permet au guide d'atteindre l'interface entre le substrat passif et le superstrat actif. Ainsi, les modes guidés peuvent interagir à la fois avec le réseau de Bragg, situé à la surface du substrat passif, et avec le verre actif. La bonne interaction des modes guidés avec le milieu actif est l'élément

clé pour permettre l'amplification optique nécessaire pour obtenir l'effet laser. Pour augmenter cette interaction, Gardillou *et al.* [94] ont proposé d'utiliser un superstrat d'indice de réfraction supérieur à celui du guide canal afin d'augmenter la quantité de puissance guidée dans le superstrat. Comme nous l'avons vu précédemment, cette approche nécessite des procédures de rodage et de polissage du superstrat pour réduire son épaisseur à quelques micromètres et garantir le confinement vertical de la structure. Or, cette étape reste délicate pour la production d'un composant hybride. Afin de l'éliminer, nous proposons de contrôler l'interaction des modes guidés avec le verre actif à l'aide d'un guide plan, réalisé à la surface du superstrat actif avec un échange Ag^+/Na^+ .

On remarque la solidité intrinsèque de ce dispositif où le guide canal sélectivement enterré, suite au report de plaque, est totalement isolé des éventuelles perturbations externes. De plus, ce dispositif constitue une nette amélioration en terme de robustesse par rapport aux lasers DFB réalisés sur verre actif, dont les motifs sub-microniques du réseau de Bragg, gravés à la surface du substrat et ainsi exposés à l'environnement externe, constituent un point faible. La protection de la surface par le dépôt d'une couche diélectrique ou de polymère constitue une solution partielle à ce problème, car des inhomogénéités ou des défauts de dépôt dégradent les propriétés du réseau et par conséquent du dispositif. La figure 1.30 montre de façon évidente que l'hybridation tridimensionnelle encapsule naturellement le réseau de Bragg, qui est alors protégé de l'environnement extérieur.

Trois enjeux principaux ont été identifiés pour la réalisation de ce laser DFB hybride tridimensionnel :

- les modes guidés, à la longueur d'onde de pompe, $\lambda_p = 976$ nm, et de signal, $\lambda_s = 1534$ nm, doivent être supportés tout au long du dispositif et, en même temps, interagir de manière efficace avec le superstrat actif afin d'obtenir le gain optique nécessaire à l'émission laser ;
- la région du dispositif où les modes de pompe et de signal interagissent avec le superstrat actif doit être caractérisée par des faibles pertes de propagation. En effet, des pertes de propagation importantes réduisent le gain optique net, ce qui nuit à l'émission laser ;
- le réseau de Bragg, qui assure la rétroaction nécessaire pour l'émission laser, introduit des pertes à la longueur d'onde de pompe. Or, ces pertes doivent être suffisamment faibles pour ne pas faire chuter l'efficacité de pompage.

Le travail conduisant à la réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel sera mené de la manière suivante. Avant d'aborder la réalisation du laser DFB, on se souciera de vérifier si le gain optique peut être atteint dans une telle structure en se concentrant sur un amplificateur hybride tridimensionnel. Ce composant présente le même dimensionnement du laser DFB hybride tridimensionnel final, mais n'est pas contre-réactionné par un réseau de Bragg. Le chapitre 2 sera ainsi dédié au dimensionnement de l'amplificateur hybride tridimensionnel, alors que le chapitre 3 validera théoriquement et expérimentalement la présence du gain optique dans ce dernier. Finalement, le chapitre 4 sera consacré à la fabrication du laser DFB tridimensionnel hybride, à sa caractérisation ainsi qu'aux perspectives ouvertes par ce travail.

1.7 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la description du contexte et des objectifs de l'étude que nous allons présenter. Après un rappel historique sur les origines de l'optique intégrée, le rôle fondamental joué par les composants en optique intégrée dans les systèmes de télécommunications a été illustré et un aperçu de leur application dans le secteur des capteurs a été proposé. Ayant constaté l'hétérogénéité des technologies et des substrats utilisés pour réaliser des dispositifs en optique intégrée, nous avons montré comment l'optique sur silicium et sur substrat de verre essayent de se positionner comme plateformes technologiques complètes. Sur les gaufres SOI, des fonctions passives, de modulation, de polarisation et de détection, aussi bien qu'actives, d'amplification et d'émission de la porteuse optique, ont été implémentées avec succès. Or, si le substrat de silicium est le meilleur candidat pour les grandes productions des composants optiques, le substrat de verre propose des solutions d'intégration et d'hybridation pour des volumes de productions moyens et faibles. Après avoir résumé les principales étapes de fabrication des composants en optique intégrée sur verre, les principaux dispositifs réalisés avec cette technologie ont été passés en revue en se focalisant particulièrement sur les avancées faites en terme d'hybridation des fonctions actives et d'intégration. Nous avons ainsi mis en évidence comment l'hybridation verticale et l'intégration tridimensionnelle peuvent offrir la possibilité de créer des composants optiques monolithiques compacts et solides, avec des applications allant des communications optiques au LiDAR. Pour cette raison, on a fixé comme objectif de l'étude la réalisation d'un laser DFB hybride tridimensionnel afin de démontrer expérimentalement la compatibilité entre hybridation verticale et l'intégration tridimensionnelle.

Chapitre 2

Étude électromagnétique de la structure tridimensionnelle hybride

Sommaire

2.1	Introduction	39
2.2	Rappel sur la propagation guidée	40
2.2.1	Les équations de Maxwell	40
2.2.2	Le guide d'onde plan asymétrique	41
2.2.3	Le guide d'onde canal	44
2.2.4	La méthode de l'indice effectif	45
2.3	Les guides d'onde réalisés par échange d'ions	46
2.3.1	Théorie de l'échange d'ions	46
2.3.2	Les guides de surface et les guides enterrés	49
2.3.3	L'enterrage sélectif	51
2.4	Dimensionnement de l'amplificateur tridimensionnel	52
2.4.1	Présentation de la structure et logique de l'étude	53
2.4.2	Validation de l'architecture de l'amplificateur hybride	55
2.4.3	Adaptation de la structure hybride à l'intégration tridimensionnelle	63
2.4.4	Section d'interfaçage : échange Ag^+/Na^+ non limité dans le superstrat	65
2.4.5	Section d'interfaçage : délimitation de l'échange Ag^+/Na^+ dans le superstrat	72
2.5	Conclusion	76

2.1 Introduction

Ce chapitre est dédié au dimensionnement électromagnétique d'un amplificateur hybride tridimensionnel. Les principes de la propagation guidée dans des guides d'onde diélectriques

sont tout d'abord rappelés. Ensuite, le processus d'échange d'ions employé pour réaliser ces guides est présenté. Finalement, on fixera les règles de conception de l'amplificateur hybride tridimensionnel et on passera à son dimensionnement électromagnétique.

2.2 Rappel sur la propagation guidée

La structure tridimensionnelle hybride que l'on souhaite réaliser se sert de l'augmentation locale de l'indice de réfraction du substrat et du superstrat pour guider la lumière et la faire interagir avec le milieu actif. La connaissance des principes de la propagation guidée est nécessaire pour comprendre les conditions de confinement de la lumière et les enjeux du dimensionnement de l'hybridation tridimensionnelle. Le rappel qui suit est basé sur les ouvrages [114, 115, 116], qui décrivent de manière plus approfondie la propagation de la lumière dans des structures diélectriques.

2.2.1 Les équations de Maxwell

La lumière est une onde électromagnétique : ainsi, l'évolution de son champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et de son champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$ est régie par les équations de Maxwell. Un guide d'onde réalisé par échange d'ions sur substrat de verre constitue un milieu diélectrique inhomogène, non magnétique, où les sources de charges et les courants sont nuls. Des solutions harmoniques à la pulsation ω de type $\vec{\Psi}(\vec{r}, t) = \vec{\Psi}(\vec{r})e^{j\omega t}$ sont habituellement recherchées pour les composantes des champs électrique et magnétique lors de la résolution des équations de Maxwell dans un tel milieu.

Les équations de Maxwell sont le point de départ pour obtenir les équations d'onde, qui décrivent l'évolution spatiale des champs $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ étant donnée une distribution connue de l'indice de réfraction $n(\vec{r})$ décrivant la structure :

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \\ \Delta \vec{H} + k_0^2 n^2 \vec{H} = \left(\vec{\nabla} \times \vec{H} \right) \times \left(\frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \end{cases}, \quad (2.1)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ est le module du vecteur d'onde dans le vide et λ , c_0 , ε_0 et μ_0 sont respectivement la longueur d'onde, la vitesse de la lumière dans le vide, la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.

Les équations d'onde, écrites sous cette forme, mettent en évidence que la variation spatiale de l'indice de réfraction $n(\vec{r})$ est une condition nécessaire, bien que non suffisante, pour confiner spatialement la lumière dans un milieu diélectrique. En effet, si la lumière se propage dans un milieu homogène, où l'indice de réfraction est constant, les termes de droite des équations (2.1) s'annulent. Les solutions des équations d'onde deviennent alors des ondes planes où les champs $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ s'étendent à l'infini.

2.2.2 Le guide d'onde plan asymétrique

La résolution analytique des équations d'onde (2.1) n'est possible que pour des structures diélectriques particulières comme le guide plan à saut d'indice. Cette structure, représentée en figure 2.1, est composée de trois milieux diélectriques : le cœur, d'épaisseur d et d'indice de réfraction n_c , est placé entre le substrat et le superstrat, caractérisés respectivement par des indices de réfraction n_{sub} et n_{sup} et une épaisseur infinie. L'indice de réfraction du cœur est supérieur à ceux du substrat et du superstrat. Dans la suite, n_{sub} et n_{sup} sont considérés différents et n_{sub} est imposé supérieur à n_{sup} .

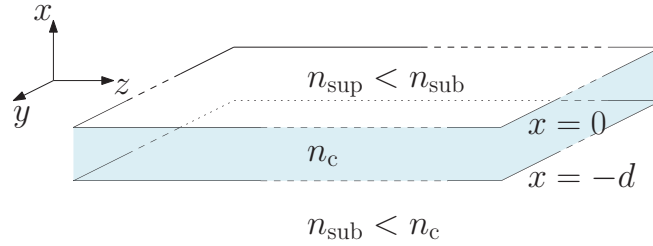


FIGURE 2.1 – Guide plan à saut d'indice.

Le guide plan asymétrique est invariant dans le plan yz : le choix de z comme axe de propagation permet d'imposer toutes les dérivées selon y égales à zéro. La structure ainsi décrite supporte deux types de solutions indépendantes : la transverse électrique (TE) et la transverse magnétique (TM), possédant respectivement les composantes (E_y, H_x, H_z) et (H_y, E_x, E_z) du champ électromagnétique différentes de zéro. Les solutions des champs sont généralement recherchées sous la forme de fonctions harmoniques de la constante de propagation β : $\vec{\Psi}(\vec{r}, t) = \vec{\Psi}(\vec{r})e^{-j\beta z}$. Les composantes E_y et H_y des familles TE et TM, vérifient l'équation d'onde (2.1) dans les différents milieux du guide, qui prend par conséquence la forme :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + (n_i^2 k_0^2 - \beta^2) \Psi = 0 \quad (2.2)$$

où Ψ représente E_y ou H_y et l'indice i définit le milieu considéré. Les solutions de l'équation d'onde (2.2) pour chaque milieu sont du type :

$$\Psi(x) = A_i e^{\Gamma_i x} + B_i e^{-\Gamma_i x} \quad (2.3)$$

où $\Gamma_i^2 = n_i^2 k_0^2 - \beta^2$. Γ_i prend des valeurs réels ou complexes, qui donnent lieu, respectivement, à des solutions exponentielles ou oscillantes selon x . La figure 2.2 illustre des exemples des profils $\Psi(x)$ des modes supportés par un guide plan asymétrique, qui se divisent en modes guidés et non-guidés, selon si leur profil d'amplitude se concentre, ou non, autour du cœur du guide. Les différents types des modes sont regroupés en fonction de leur indice effectif n_{eff} , défini comme il suit :

$$n_{\text{eff}} = \beta / k_0 \quad (2.4)$$

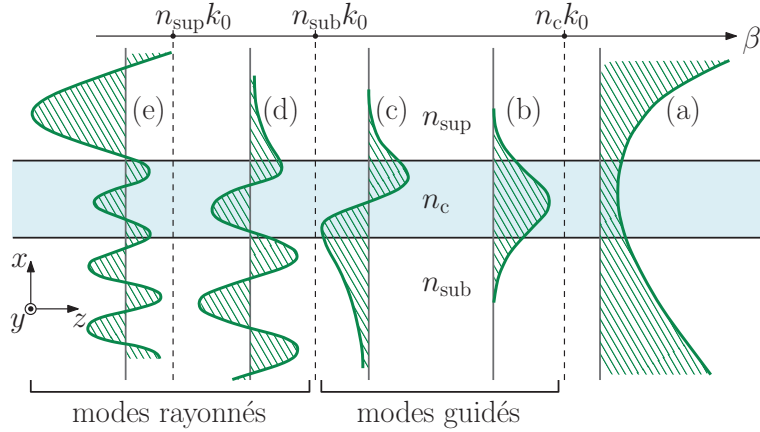


FIGURE 2.2 – Exemple de profils des modes obtenus en résolvant les équations d'onde (2.1) dans un guide plan à saut d'indice, d'après [117].

Les modes guidés, cas (b) et (c) de la figure 2.2, confinent bien la lumière autour du cœur ; de ce fait, leur profil est l'union de solutions des champs oscillantes dans le cœur et exponentiellement décroissantes dans le substrat et dans le superstrat. Les équations de Maxwell imposent la continuité des composantes tangentielles du champ à l'interface entre les différents milieux. Pour les modes guidés, cette condition n'est satisfaite que par un ensemble discret et fini des valeurs de β . Cela définit l'équation de dispersion suivante, qui fixe la valeur de l'indice effectif n_{eff} des modes guidés de la structure :

$$k_0 d \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2} - \arctan \left\{ \left(\frac{n_c}{n_{\text{sub}}} \right)^{\Upsilon} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sub}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right\} - \arctan \left\{ \left(\frac{n_c}{n_{\text{sup}}} \right)^{\Upsilon} \sqrt{\frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sup}}^2}{n_c^2 - n_{\text{eff}}^2}} \right\} = m\pi \quad (2.5)$$

où m est un entier et Υ est égal à 0 pour les modes TE et à 2 pour les modes TM. La solution générale obtenue pour les composantes E_y et H_y des modes guidés est la suivante :

$$\Psi_m(x) = \Psi_0 \begin{cases} e^{-\alpha_{\text{sup}} x} & x > 0 \\ \cos(k_x x) - \frac{\alpha_{\text{sup}}}{k_x} \sin(k_x x) & -d < x < 0 \\ \left[\cos(k_x d) + \frac{\alpha_{\text{sup}}}{k_x} \sin(k_x d) \right] e^{\alpha_{\text{sub}}(x+d)} & x < -d \end{cases} \quad (2.6)$$

avec $k_x = k_0 \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff},m}^2}$, $\alpha_{\text{sub},\text{sup}} = \sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_{\text{sub},\text{sup}}^2}$ et $n_{\text{eff},m}$ l'indice effectif du mode m qui vérifie l'équation (2.5). Les modes guidés sont caractérisés par des valeurs de n_{eff} comprises entre n_c et le n_{sub} . De ce fait, leur constante de propagation obéit à la relation :

$$k_0 n_{\text{sub}} < \beta < k_0 n_c \quad (2.7)$$

Des valeurs de β supérieures à n_c produisent des distributions de champs divergentes pour x qui tend vers l'infini, comme dans le cas (a) de la figure 2.2, et qui ne correspondent pas à des

solutions physiques.

Les modes de la structure sont dits rayonnés lorsque $0 < \beta < k_0 n_{\text{sub}}$ car, pour ces valeurs de β , leur profil présente une allure oscillante dans le substrat. Leur profil dans le superstrat est exponentiellement décroissant lorsque $k_0 n_{\text{sup}} < \beta < k_0 n_{\text{sub}}$, ou oscillant si $0 < \beta < k_0 n_{\text{sup}}$; les deux types de modes rayonnés sont illustrés par les cas (d) et (e) de la figure 2.2.

Les modes rayonnés forment un continuum d'états propres et avec l'ensemble discret des modes guidés constituent une base orthogonale complète de la structure : toute distribution physiquement significative de champs du guide peut être exprimée comme une combinaison linéaire de ces modes. Du fait que les modes de la structure vérifient la relation d'orthogonalité dans le sens de la puissance, l'expression suivante est obtenue :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_z dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} \left[\vec{E}(\beta) \times \vec{H}^*(\beta') \right] dx = P \delta(\beta - \beta') \quad (2.8)$$

où S_z est la composante du vecteur de Poynting, intégrée dans le temps, selon la direction de propagation z , P est une densité linéique de puissance en W/m et δ est respectivement le symbole de Kroneker pour les modes guidés et une fonction de Dirac pour les modes rayonnés. L'équation (2.8) établit la relation d'orthogonalité des modes guidés et rayonnés, mais permet aussi de normaliser leurs champs¹. L'intégrale est non nulle si $\vec{E}(\beta)$ et $\vec{H}^*(\beta')$ appartiennent au même mode et ont par conséquent la même constante de propagation β . Ceci devient évident lorsque l'intégrale (2.8) est écrite en fonction du seul champ électrique ou magnétique :

$$\frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(\beta) E_y^*(\beta') dx = P \delta(\beta - \beta') \quad \text{modes TE} \quad (2.9a)$$

$$\frac{\beta}{2\omega\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n^2(x)} H_y(\beta) H_y^*(\beta') dx = P \delta(\beta - \beta') \quad \text{modes TM} \quad (2.9b)$$

Le terme Ψ_0 de l'équation (2.6), représentant l'amplitude du champ des modes guidés (donc E_y ou H_y selon si l'on considère le cas TE ou TM), est normalisé par rapport à la puissance du mode en utilisant ces dernières équations.

1. Pour obtenir une base complète de modes orthogonaux il faut aussi considérer les modes rayonnés avec β complexe [114]. Pour inclure ces derniers, la relation d'orthogonalité devient :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_z dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} \left[\vec{E}(\beta) \times \vec{H}^*(\beta') \right] dx = s_p \frac{\beta^*}{|\beta|} P \delta(\beta - \beta')$$

où $\vec{E}$ et $\vec{H}$ ne contiennent pas le terme $e^{-j\beta z}$ et s_p prends les valeurs de +1 ou -1 afin que P soit toujours positif.

2.2.3 Le guide d'onde canal

Un guide d'onde canal, représenté en figure 2.3, est une structure diélectrique où le cœur du guide est limité dans les axes x et y du plan perpendiculaire à la direction z de propagation de la lumière. En général, il n'existe pas de solution analytique aux équations de Maxwell pour une telle structure et le problème est résolu avec des méthodes numériques [118, 119, 120]. Par analogie avec le guide plan, les modes guidés par la structure sont appelés quasi-TE ou quasi-TM en fonction de la polarisation selon x ou y de la composante principale du champ électrique.

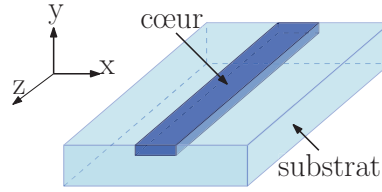


FIGURE 2.3 – Guide d'onde canal.

Le problème à traiter se simplifie lorsque les contrastes d'indice entre les différentes régions du guide restent faibles, comme attendu pour les guides d'onde réalisés par échange d'ions. Dans ce cas, l'hypothèse de faible guidage (2.10) est appliquée :

$$\begin{cases} \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \ll \beta \\ \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \ll \beta \end{cases} \quad (2.10)$$

Les équations d'onde (2.1) sont donc écrites sous une forme scalaire (2.11) :

$$\Delta \Psi(x,y) + [n^2(x,y) k_0^2 - \beta^2] \Psi(x,y) = 0 \quad (2.11)$$

où $\Psi(x,y)$ correspond à la composante principale du champ électromagnétique. Comme dans le cas du guide plan, seul un ensemble discret de valeurs de β donne lieu à des solutions scalaires guidées. Les modes guidés forment une base orthogonale et leurs composantes transverses obéissent à la relation :

$$\begin{cases} \frac{\beta_l}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_l \Psi_m^*| dx dy = P \delta_{l,m} & \text{si } \Psi = E_x, E_y \\ \frac{\beta_l}{2\omega\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n^2} |\Psi_l \Psi_m^*| dx dy = P \delta_{l,m} & \text{si } \Psi = H_x, H_y \end{cases} \quad (2.12)$$

avec β_l constante de propagation du mode l , Ψ_l et Ψ_m fonctions d'onde scalaires des modes l et m , P la puissance du mode guidé et $\delta_{l,m}$ delta de Kroneker.

2.2.4 La méthode de l'indice effectif

L'hypothèse de faible guidage permet non seulement de réduire l'équation d'onde de la forme vectorielle à celle scalaire, mais aussi d'obtenir des solutions analytiques approchées pour le guide canal rectangulaire [121, 122]. Les méthodes développées pour ce type de guide s'adaptent difficilement à des géométries de guides plus complexes, comme les guides en arête, qui peuvent, par contre, être analysés de manière simple par la méthode de l'indice effectif [123]. Cette méthode analytique approchée se base non seulement sur l'hypothèse de faible guidage, mais rajoute l'hypothèse que les fonctions d'onde des modes guidés $\Psi(x, y)$ peuvent être définies comme des fonctions à variables séparables de la forme : $\Psi(x, y) = \chi(x)\psi(y)$. Utilisant cette expression de $\Psi(x, y)$ dans l'équation d'onde scalaire (2.11) on obtient :

$$\psi(y) \frac{\partial^2 \chi(x)}{\partial x^2} + \chi(x) \frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial y^2} + [n^2(x, y) k_0^2 - \beta^2] \chi(x) \psi(y) = 0 \quad (2.13)$$

Suite à la somme et la soustraction du terme $n_{\text{plan}}^2(x) k_0^2 \chi(x) \psi(y)$ l'équation (2.13) devient :

$$\begin{aligned} \chi(x) \left\{ \frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial y^2} + [n^2(x, y) - n_{\text{plan}}^2(x)] k_0^2 \psi(y) \right\} \\ + \psi(y) \left\{ \frac{\partial^2 \chi(x)}{\partial x^2} + [n_{\text{plan}}^2(x) k_0^2 - \beta^2] k_0^2 \chi(x) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

On peut reconnaître entre les accolades de l'équation (2.14) l'expression de l'équation d'onde (2.2) dans le cas d'un guide plan selon l'axe y et x . Ainsi la recherche des valeurs de $n_{\text{plan}}(x)$ qui satisfont l'équation

$$\frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial y^2} + [n^2(x, y) - n_{\text{plan}}^2(x)] k_0^2 \psi(y) = 0 \quad (2.15)$$

donne lieu, pour chaque point x_0 de la structure, à un ensemble discret de $n_{\text{plan}, i}(x_0)$. Chaque élément de l'ensemble est l'indice effectif du mode i guidé par le guide plan caractérisé par un profil d'indice $n(x_0, y)$. Pour les fonctions $n_{\text{plan}, i}(x)$, l'équation (2.14) se réduit à l'équation d'onde d'un guide plan selon x d'indice de réfraction $n_{\text{plan}, i}(x)$:

$$\frac{\partial^2 \chi(x)}{\partial x^2} + [n_{\text{plan}, i}^2(x) k_0^2 - \beta^2] k_0^2 \chi(x) = 0 \quad (2.16)$$

L'application successive des équations (2.15) et (2.16) permet de calculer la constante de propagation $\beta_{i, j}$ et la fonction d'onde $\Psi_{i, j} = \psi_i(y)\chi_i(x)$ des modes guidés par la structure diélectrique. Les profils des champs $\Psi_{i, j}$ et leur constante de propagation $\beta_{i, j}$ satisfont l'équation d'onde scalaire (2.11).

La méthode de l'indice effectif est un outil puissant qui permet d'évaluer la modicité et les profils des champs des modes guidés par des guides d'onde complexes à partir des solutions analytiques calculées pour le guide plan. De plus, elle permet de simplifier l'analyse de la

propagation des modes guidés dans les circuits optiques complexes. Dans le coupleur représenté en figure 2.4(a) par exemple, il est intéressant de pouvoir évaluer la répartition de la puissance du mode guidé entre les deux guides canaux au cours de la propagation en z . L'interaction entre les deux guides dépend de leur distance selon l'axe x . Le problème tridimensionnel peut être traité en deux dimensions à l'aide de la méthode de l'indice effectif appliqué selon y . On s'intéresse alors à l'interaction entre deux guides plans d'indice de réfraction $n_{\text{eff},y}$, représenté en figure 2.4(b), à étudier dans le plan xz . La valeur de $n_{\text{eff},y}$ dépend uniquement des propriétés optiques des guides canaux selon l'axe y .

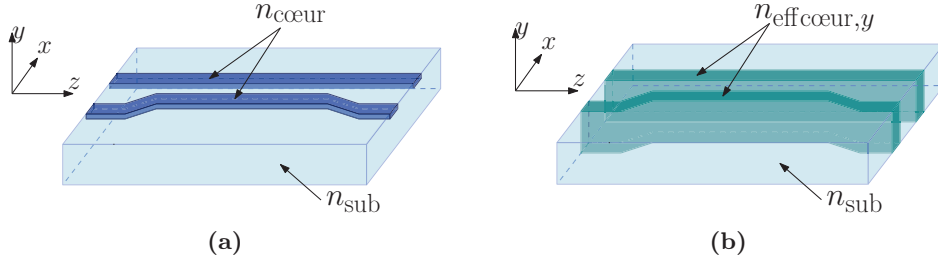


FIGURE 2.4 – (a) Géométrie du coupleur en trois dimensions et sa représentation en deux dimensions (b) à l'aide de la méthode de l'indice effectif.

Ayant rappelé comment les équations d'onde régissent la propagation dans un guide diélectrique et présenté l'existence de méthodes numériques et analytiques pour analyser son comportement électromagnétique, on décrit dans la suite les principales typologies de guides réalisables par le processus d'échange d'ions.

2.3 Les guides d'onde réalisés par échange d'ions

Le processus d'échange d'ions permet de modifier localement l'indice de réfraction du verre afin de fabriquer des guides d'onde. La théorie de l'échange d'ions est présentée dans le paragraphe suivant afin de pouvoir mieux saisir les répercussions des paramètres de l'échange sur le profil d'indice du guide et, par conséquent, sur ses propriétés électromagnétiques.

2.3.1 Théorie de l'échange d'ions

L'existence d'une relation linéaire entre la variation de l'indice de réfraction et la concentration des ions dopants B^+ dans le verre a été décrite par l'équation (1.4) du chapitre 1. Cette dépendance peut être mise sous la forme :

$$n(x,y,z) = n_{\text{sub}} + \Delta n_{\text{max}} c(x,y,z) \quad (2.17)$$

où $n(x,y,z)$ est le profil de l'indice de réfraction, n_{sub} est l'indice de réfraction du verre avant l'échange, $c(x,y,z)$ la concentration normalisée des ions B^+ dans le verre et Δn_{max} la variation maximale d'indice, obtenue lorsque $c = 1$. La concentration normalisée est définie comme le

rapport entre la concentration des ions B^+ et celle des ions A^+ présents dans le verre avant l'échange.

L'échange d'ions a lieu lorsque le substrat de verre est plongé dans un bain de sels fondu, contenant des ions B^+ . Comme illustré en figure 2.5, l'échange entre les ions A^+ et B^+ se fait à la surface du verre ; ensuite les ions B^+ se dirigent à l'intérieur du verre pendant que les ions A^+ se déplacent vers le bain. En faisant l'hypothèse que la cinétique de l'échange à la surface est

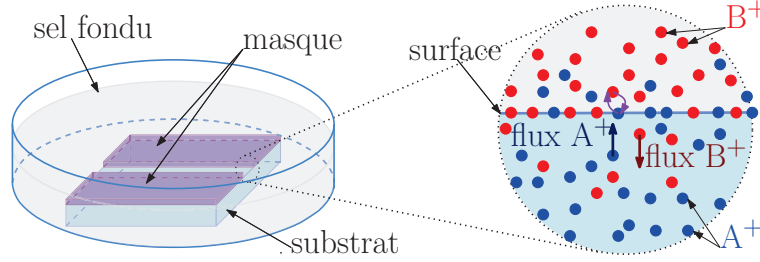


FIGURE 2.5 – Schéma du processus d'échange d'ions.

plus rapide que celle de diffusion des ions dans le verre, la réaction à l'interface est considérée à l'équilibre thermodynamique pendant toute la durée du processus. Par conséquent, une concentration normalisée à la surface c_{surf} [124], indépendante du temps, est définie par la relation :

$$c_{\text{surf}} = \frac{K x_B}{1 + x_B(K - 1)} \quad (2.18)$$

où K est la constante de réaction à l'équilibre thermodynamique, à une température T , et x_B est la concentration molaire normalisée des ion B^+ , par rapport aux ions A^+ , dans le bain.

La présence des ions B^+ à la surface du verre, avec une concentration normalisée c_{surf} , constitue une source constante d'ions à l'interface verre/bain. Cela génère un gradient de concentration qui induit un flux d'ions B^+ , dirigés vers l'intérieur du verre, et d'ions A^+ , allant vers le bain. Les flux ioniques sont caractérisés par les diffusivités D_A et D_B des deux espèces dans la matrice vitreuse. Une différence de diffusivité crée une zone de charge d'espace. Cette dernière entraîne un champ électrique interne qui ralentit le déplacement des ions les plus rapides et accélère les ions les plus lents, en affectant la dynamique de la diffusion. En suivant le même principe, un champ externe $\vec{E}_{\text{ext}}$, appliqué entre les surfaces supérieure et inférieure de la plaquette, peut être utilisé pour assister le processus de diffusion. Par conséquent [124], l'évolution de la concentration normalisée c dans le volume du verre est régie par l'équation :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{D_B}{1 - \alpha_{\text{st}} c} \vec{\nabla} c - \frac{q D_B}{H k_B T} c \vec{E}_{\text{ext}} \right] \quad (2.19)$$

où $\alpha_{\text{st}} = 1 - D_B/D_A$ est le coefficient de Stewart, q est la charge élémentaire, H le coefficient d'Haven [125] et k_B est la constante de Boltzmann.

Les coefficients de diffusion D_A et D_B intervenants dans l'équation (2.19) ne sont pas des constantes, mais varient en fonction de la température T et de la concentration normalisée à

cause de l'effet « d'alcalin mixte ». Ce dernier est modélisé par les relations [125] :

$$\begin{cases} D_A(c, T) = D_{A1}(T)e^{A(1-c)^2} \\ D_B(c, T) = D_{B0}(T)e^{Bc^2} \end{cases} \quad (2.20)$$

où A et B sont des constantes sans dimension. Les termes $D_{A1}(T)$ et $D_{B0}(T)$ représentent la diffusivité des ions A^+ et B^+ pour des concentrations normalisées c proches de l'unité, pour le premier terme, et de zero, pour le deuxième. Il a été mis en évidence que la dépendance de la température T de $D_{A0}(T)$ et $D_{B0}(T)$ suit une loi d'Arrhenius [125].

La connaissance de l'ensemble des termes des équations (2.18-2.20) est nécessaire pour modéliser le profil d'indice et étudier les caractéristiques électromagnétiques des guides réalisés par échange d'ions. À l'IMEP-LAHC, ces termes sont extraits à l'aide de la méthode des « lignes noires » [126], suivie par un lissage numérique basé sur la méthode Monte-Carlo.

Les verres qui seront utilisés pour la réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel sont le verre silicate GO14, développé par Teem Photonics S.A. et le verre phosphate IOG1, produit par Schott AG. Le premier a été utilisé avec succès pour développer des fonctions passives tridimensionnelles [111, 87], le deuxième a été spécialement conçu pour la fabrication de composants actifs en optique intégrée [88]. L'ensemble des coefficients nécessaires à modéliser l'échange Ag^+/Na^+ dans ces verres, quand ils sont plongés dans un bain composé des sels $AgNO_3$ et $NaNO_3$, ont été déterminés par Davide Bucci et Bertrand Charlet lors de leurs travaux de thèse [124, 127]. Les indices de réfractions n_{sub} des deux verres aux longueurs d'onde de 980 nm et 1534 nm et la variation maximale d'indice obtainable Δn_{max} sont reportés dans le tableau 2.1.

	GO14	IOG1
Δn_{max}	$0,086 \pm 0,005$	$0,078 \pm 0,005$
$n_{\text{sub}}(\lambda = 980 \text{ nm})$	1,51375	1,515 [128]
$n_{\text{sub}}(\lambda = 1534 \text{ nm})$	1,50660	1,513-1,508 [128, 129]

TABEAU 2.1 – Indices de réfraction n_{sub} des verres GO14 et IOG1, à 980 nm et à 1534 nm, et variation d'indice maximale Δn_{max} qui peut être obtenue par l'échange Ag^+/Na^+ .

Il est nécessaire de s'attarder un peu sur les valeurs de Δn_{max} et de $n_{\text{sub}}(\lambda = 1534 \text{ nm})$ du verre IOG1 présente dans le tableau 2.1. En effet, généralement dans le verre IOG1, contrairement au cas du GO14, on ne réalise pas de guides d'onde atteignant un contraste d'indice égale à Δn_{max} avec un échange Ag^+/Na^+ employant, comme source des ions argent, un bain de sels composé de $AgNO_3$ et $NaNO_3$. Cela est dû au fait que pour des concentrations molaires en $AgNO_3$ supérieures à 20% des précipités d'argent métallique se forment à la surface du verre IOG1 [127]. Ces précipités sont source des pertes de propagation pour les modes guidés et en conséquence sont responsables d'une dégradation des performances du guide. Ainsi pour le verre IOG1, x_B est limité à 20% ce qui correspond, selon l'équation 2.18, à une valeur de c_{surf} de 0,25 et à une variation d'indice de réfraction d'environ 0,02.

Concernant la fourchette de valeurs reportée dans le tableau 2.1 pour $n_{\text{sub}}(\lambda = 1534 \text{ nm})$ dans l'IOG1, il s'avère que, comme mis en évidence par Sum Tze Chien lors de ses travaux de thèse [129], il existe une dépendance entre l'indice de réfraction du verre et son dopage en terres rares. Or, le verre IOG1 employé pour réaliser l'amplificateur, et le laser, hybride tridimensionnel présente une concentration massique de 2,3 % en Er_2O_3 et de 3,6 % en Yb_2O_3 ce qui correspond à un indice de réfraction de l'IOG1 à 1534 nm de 1,508 [129]. N'ayant pas d'informations pour sa valeur en fonction de la concentration à $\lambda = 980 \text{ nm}$, la valeur de 1,515 annoncée par Schott est utilisée.

2.3.2 Les guides de surface et les guides enterrés

Un programme de simulation, basé sur la méthode de Lax-Wendroff, a été développé à l'IMEP-LAHC [130] pour résoudre l'équation de diffusion et transport (2.19) et obtenir le profil de concentration normalisée $c(x,y)$ aussi bien des guides de surface qu'enterrés. La carte d'indice de réfraction $n(x,y)$ du guide d'onde est calculée à partir du profil de concentration normalisée $c(x,y)$ à l'aide de l'équation (2.17), en considérant que la variation maximale d'indice Δn_{max} est indépendante de la longueur d'onde.

La figure 2.6(a) montre le profil d'indice simulé pour un guide de surface réalisé par diffusion thermique sur GO14 pendant 5 minutes à une température T_{ech} de 330 °C. La concentration normalisée à la surface c_{surf} a été imposée égale à 1 et la fenêtre d'échange est de 3 μm . On peut remarquer que la région du substrat en proximité de la fenêtre d'échange présente un contraste d'indice différent de zéro, même là où elle est protégée par le masque. Cet effet est dû à la nature isotrope de l'échange thermique. Le profil d'indice du même guide, suite à l'application d'un champ externe $E_{\text{ext},y}$ de 200 kV/m pendant 90 minutes pour une température T_{ent} égale à 260 °C et c_{surf} nulle, est reporté en figure 2.6(b). Les paramètres d'échange ici simulés sont des valeurs typiques pour la réalisation des guides enterrés à l'IMEP-LAHC.

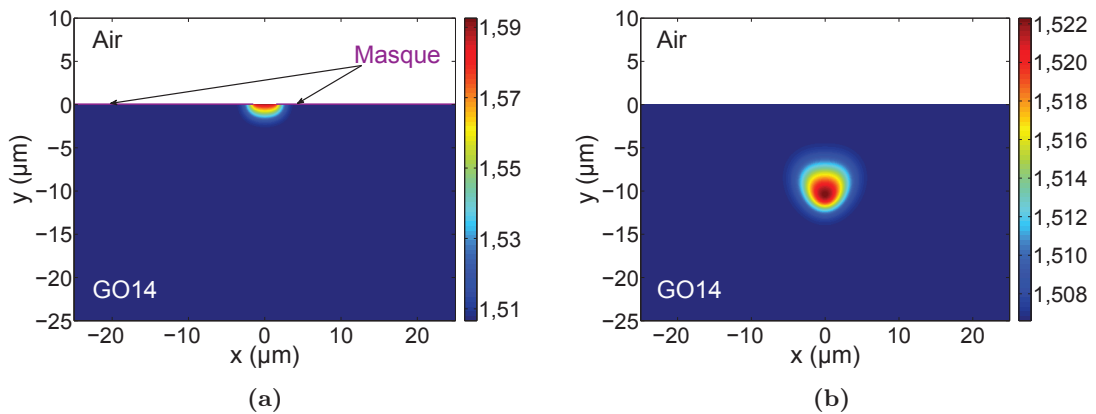


FIGURE 2.6 – (a) Profil d'indice d'un guide canal réalisé par un échange Ag^+/Na^+ à travers une ouverture de masque de 3 μm avec les paramètres d'échange suivantes : $t_{\text{ech}} = 5 \text{ min}$, $T_{\text{ech}} = 330 \text{ °C}$, $c_{\text{surf}} = 1$. (b) Profil d'indice (a) suite à un processus d'enterrage de 90 min à $T_{\text{ent}} = 260 \text{ °C}$ pour un champ appliqué $E_{\text{ext},y}$ de 200 kV/m.

La comparaison du profil d'indice des guides, avant et après l'enterrage, met en évidence l'intervention de la diffusion thermique lors de l'enterrage. À cause du caractère isotrope de celle-ci, le guide enterré présente une symétrie quasi circulaire et la valeur maximale de l'indice de réfraction est passé de 1,5926 à 1,5223. En effet, la température de 260 °C du processus d'enterrage, plus faible que les 330 °C de l'échange Ag^+/Na^+ qui définit le guide de surface, limite les effets de diffusion thermique, mais ne permet pas de les négliger.

L'indice effectif n_{eff} et le profil des champs des modes guidés par les guides de surface et enterrés sont calculés à partir de la carte d'indice $n(x,y)$ avec le logiciel commercial OptiBPM. Ce logiciel, basé sur la méthode ADI (*Alternating Direction Implicit*) [118], peut résoudre les équations d'onde en forme vectorielle ou scalaire, dont les formulations respectives ont été reportées dans les équations (2.1) et (2.11). Les modes guidés par les structures diélectriques obtenues auparavant ont été calculés par ce logiciel, après avoir rajouté une couche d'air de 10 μm à la surface du verre. Les guides sont monomodes à la longueur d'onde λ de 1550 nm. Les profils de champ, obtenus de la résolution de l'équation d'onde scalaire, sont représentés en figure 2.7. La forme du mode du guide enterré est quasi circulaire, comme le suggérerait son profil d'indice. L'indice effectif du mode fondamental du guide enterré est de 1,5124, tandis que pour le guide de surface vaut 1,5229. Dans le cas du guide enterré la position du maximum du champ est située à $y = -10,0 \mu\text{m}$ en quasi coïncidence avec la valeur maximale du profil d'indice, localisée à $y = -10,4 \mu\text{m}$. En raison de ce faible écart de 4% entre la position du maximum du profil de champ et celle du maximum du profil d'indice, la profondeur d'enterrage est généralement définie comme étant la distance entre la surface et le maximum du profil d'indice du guide.

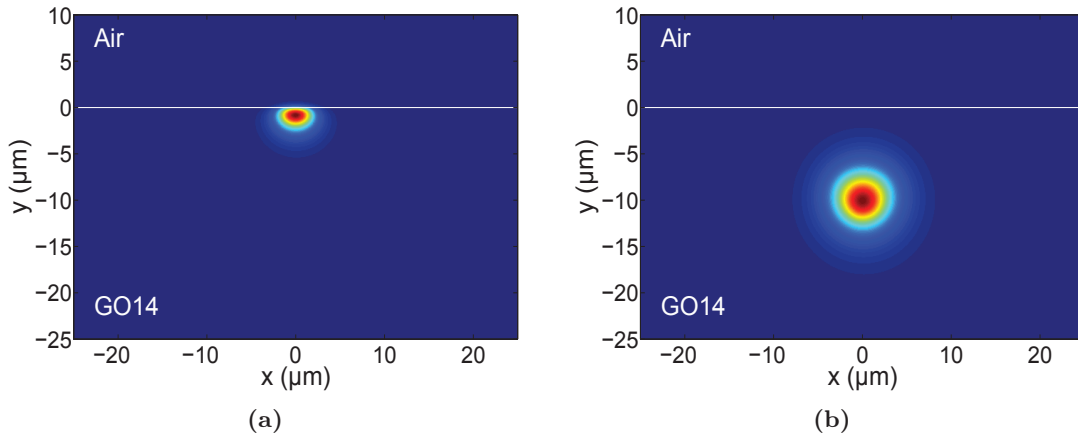


FIGURE 2.7 – Profils de champ du mode guidé à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ par le guide de surface (a) et par le guide enterré (b) représentés en figure 2.6.

La résolution scalaire de l'équation d'onde est préférée à celle vectorielle, quand on n'est pas intéressé à la polarisation de la lumière dans le guide, car elle emploie moins de ressources de mémoire et de temps de calcul. Cependant, l'équation d'onde scalaire (2.11), ne peut être utilisée que dans les conditions de guidage faible définies par les équations (2.10).

Pour valider l'hypothèse de guidage faible, il faut évaluer la différence entre la valeur de l'indice effectif obtenue suite à une résolution scalaire ou vectorielle de l'équation d'onde. Le profil d'indice le plus contraignant est celui du guide d'onde de surface, car ce guide présente un écart d'indice maximal d'environ 0,6 à l'interface entre l'air et la région échangée du verre caractérisée par une concentration normalisée $c = 1$. Ainsi, la vérification de l'hypothèse de faible guidage pour ce guide validerait l'utilisation de l'équation de faible guidage pour toutes les structures réalisées par échange d'ions. Les valeurs de l'indice effectif calculé avec le solveur de mode, en utilisant l'équation d'onde vectorielle (2.1) sont de 1,5228 pour le mode quasi-TE et de 1,5186 pour le mode quasi-TM. Leur écart par rapport à la solution scalaire est de 0,07‰ et 2‰ respectivement. L'approximation de faible guidage se révèle donc plus appropriée pour les modes quasi-TE du guide de surface que pour les modes quasi-TM. Ce résultat est dû au fait que pour la polarisation quasi-TM, la composante majoritaire du champ électrique, E_y , est perpendiculaire à l'interface verre/air et ressent une discontinuité d'indice de réfraction importante. Pour les guides enterrés, les écarts entre solutions scalaires et vectorielles sont inférieures au 0,01‰ pour les deux polarisations. Par la suite, nous étudierons le comportement électromagnétique des guides de surface en contact avec un superstrat de verre ou bien enterrés. Cela permet de se contenter d'utiliser seulement le mode scalaire du solveur de mode pour analyser le comportement électromagnétiques des structures réalisées par échange d'ions.

2.3.3 L'enterrage sélectif

La fabrication de structures tridimensionnelles, qui exploitent à la fois la surface et le volume du substrat pour réaliser une fonction optique [87, 111], est basée sur le processus d'enterrage sélectif. En effet, l'équation (2.19) de diffusion et transport met en évidence qu'il existe une dépendance entre le champ externe $E_{\text{ext},y}$ appliqué et la profondeur d'enterrage. Ainsi, une variation de $E_{\text{ext},y}$ le long du guide (donc, selon l'axe z) entraîne une modification de la profondeur d'enterrage du guide le long de sa direction de propagation.

La procédure d'enterrage sélectif utilisée à l'IMEP-LAHC, déjà employée pour la réalisation d'une jonction Y tridimensionnelle [111] et du duplexer vertical [87], est basée sur la méthode développée par Bertoldi *et al.* [112]. Ce processus permet d'obtenir une variation douce de la profondeur du guide grâce à un écrantage local du champ électrique $E_{\text{ext},y}$ appliqué lors de l'enterrage. Comme illustré en figure 2.8, la face arrière de l'échantillon est partiellement

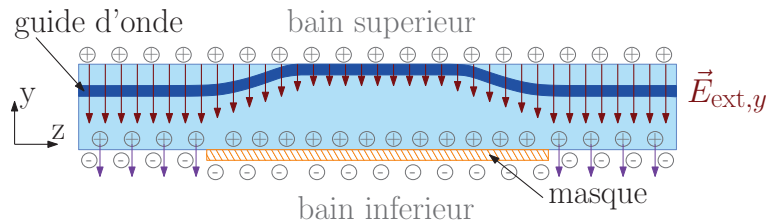


FIGURE 2.8 – Schéma de l'enterrage sélectif.

masquée pendant l'enterrage. Ainsi, ce masque bloque le passage des ions mobiles du verre vers le bain inférieur. Les cations du verre s'accumulent alors en correspondance de la région masquée pour équilibrer les charges négatives apportées par l'électrode du bain inférieur. La zone de charge d'espace formée par les cations dans le verre atténue ainsi l'amplitude du champ électrique dans la région masquée. Le champ électrique atteint par conséquent sa valeur minimale au centre du masque.

La solution de l'équation de Poisson $\Delta V(y,z) = -\rho/\varepsilon$, où ρ est la densité de charge, permet d'obtenir l'évolution du champ électrique $E_{\text{ext},y}(y,z)$ dans le plan yz . Cette équation, avec $\rho = 0$, a été résolue numériquement, par un programme écrit par Guy Vitrant [131], imposant les conditions aux limites suivantes : $V = V_0$ et $V = 0$ V à surface du verre en contact avec le bain supérieur et inférieur respectivement, $\partial V/\partial y = 0$ V/m à la surface masquée du verre. La distribution normalisée du champ électrique, pour un substrat de 1,5 mm d'épaisseur et un masque de 2 cm de longueur, est illustrée en figure 2.9.

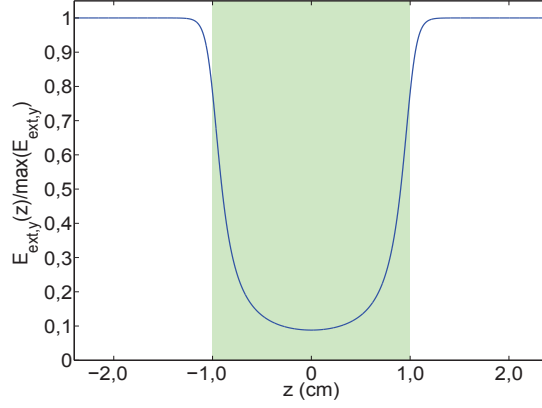


FIGURE 2.9 – Évolution de l'amplitude normalisée du champ électrique $E_{\text{ext},y}(z)$ pour un substrat de 1,5 mm d'épaisseur et une région masquée comprise entre -1 cm et 1 cm (zone en vert).

Comme le montre la figure 2.9, la valeur minimale du champ, en $z = 0$ cm, n'est pas nulle mais vaut le 10% du champ maximal. Ainsi, lorsque des champs importants sont appliqués, leur influence dans la région masquée ne sera pas négligeable par rapport à la rediffusion thermique [130].

2.4 Dimensionnement de l'amplificateur tridimensionnel

Ayant repris les notions principales du guidage électromagnétique et de l'échange d'ions, les paragraphes suivantes sont dédiés au dimensionnement électromagnétique du guide amplificateur hybride tridimensionnel. Les gains maximaux obtenus dans les guides amplificateurs en optique intégrée sur verre sont de quelques dB/cm. De ce fait, lors du dimensionnement de la structure, on néglige la variation de l'indice de réfraction induite par le gain et décrite par les relations de Kramers–Kronig [50]. Les propriétés passives de la structure (guidage) sont

donc considérées comme étant indépendantes des propriétés actives (amplification).

2.4.1 Présentation de la structure et logique de l'étude

La figure 2.10 présente deux variantes possibles de l'amplificateur hybride tridimensionnel que l'on souhaite réaliser. Les deux structures sont issues de la superposition d'un guide plan, réalisé avec un échange Ag^+/Na^+ dans le superstrat actif IOG1, sur un guide canal sélectivement enterré, défini dans le substrat passif GO14 par un échange thermique Ag^+/Na^+ suivi d'une procédure d'enterrage sélectif. La seule différence entre les deux structures est que, dans la première (figure 2.10(a)), le guide plan s'étend sur toute la surface du superstrat alors que, dans la deuxième, il présente une longueur limitée (figure 2.10(b)).

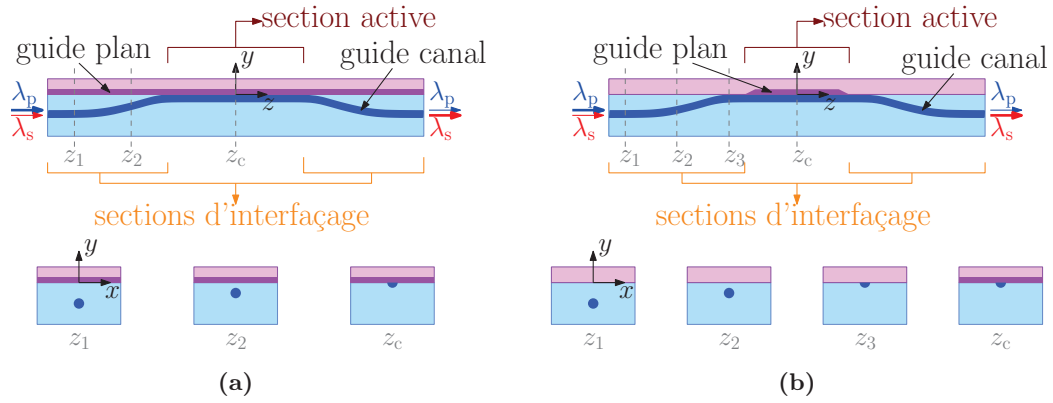


FIGURE 2.10 – Représentation en coupe des deux architectures proposées pour la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel. En (a) le guide plan occupe toute la surface du superstrat alors que en (b) son extension est limitée.

Il est important de clarifier dès maintenant que lorsqu'on emploie les termes de guide plan et de guide canal pour se référer respectivement à la variation d'indice de réfraction induite par échange d'ions dans le substrat et dans le superstrat nous faisons un abus de langage. En effet, on peut parler de guide plan dans l'IOG1 et de guide canal dans le GO14 quand le premier n'a pas encore été reporté sur le deuxième ou quand, même après ce report, les deux régions échangées sont suffisamment éloignées l'une de l'autre et peuvent être considérées comme isolées. Lorsque ces deux conditions ne sont pas vérifiées, les deux régions échangées forment une nouvelle structure diélectrique, dont le comportement électromagnétique ne peut pas toujours être décrit comme une combinaison linéaire de celui des deux guides considérés singulièrement. Dans ce cas, il n'est en toute rigueur plus correct de parler de guide canal et de guide plan, mais plutôt d'une nouvelle structure diélectrique. Néanmoins, afin de ne pas trop alourdir la description de la structure hybride, et par manque des termes mieux adaptés, on continuera à commettre cet abus de langage et on se souciera, quand nécessaire, de mieux détailler la signification des termes guide plan et guide canal.

On voit sur la figure 2.10 que les deux structures peuvent être divisées en trois régions fonctionnelles distinctes : deux « d'interface » et une « active ». Dans la section d'interface

à l'entrée du dispositif, la profondeur du guide canal diminue progressivement et ce dernier s'approche de plus en plus de l'interface entre les deux verres comme montré par les coupes z_1 , z_2 , en figure 2.10(a), et les coupes z_1 , z_2 , z_3 la figure 2.10(b). Le guide canal dans cette section doit garantir que la puissance injectée par une fibre optique, à la longueur de pompe ($\lambda_p = 976$ nm) et de signal ($\lambda_s = 1534$ nm), remonte de la profondeur du substrat à l'interface avec le verre actif. De cette manière, les modes de pompe et de signal peuvent accéder à la section active représentée par la coupe z_c , en figure 2.10(a) et 2.10(b). Ici le guide canal, proche de l'interface GO14/IOG1, forme avec le guide plan une superstructure où les deux guides accomplissent deux fonctions différentes. En effet, le rôle du guide plan est d'augmenter l'interaction des modes guidés avec le superstrat actif afin d'obtenir l'amplification du signal, tandis que celui du guide canal est de maintenir le confinement latéral. Enfin, dans la deuxième section d'interfaçage le guide canal s'éloigne du superstrat actif de manière à faire redescendre la lumière et à la conduire vers la sortie du composant où elle est collectée par une deuxième fibre optique.

Or, lorsque le guide plan s'étend aux régions d'interfaçage, il peut potentiellement influencer sur le confinement de la lumière du guide canal dans ces sections. Pour cela nous étudierons le comportement électromagnétique de l'amplificateur hybride tridimensionnel avec un guide plan d'extension infinie et un guide plan qui s'étend uniquement dans la région où le guide canal sélectivement enterré effleure l'interface entre le verre actif et le verre passif

La conception d'une telle architecture présente trois défis principaux :

- la validation du fait que l'emploi d'un guide plan réalisé par échange d'ions Ag^+/Na^+ dans le verre actif puisse se substituer efficacement, dans la réalisation d'un amplificateur hybride, à l'amincissement mécanique proposé par Florent Gardillou [94] ;
- la vérification que cette nouvelle architecture soit adaptée à la réalisation de la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel ;
- le choix de la meilleure configuration de section d'interfaçage.

Lors du dimensionnement on veillera à ce que le guidage des modes de pompe et de signal soit préservé dans toute section de l'amplificateur hybride et à chaque passage d'une section à l'autre. De plus, la monomodicité dans la section active du dispositif à la longueur d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p sera garantie. La monomodicité à λ_s est une caractéristique nécessaire en vue de la réalisation d'un laser DFB monomode. Celle à la pompe est recherchée car l'intégration avec des fonctions optiques de multiplexage/démultiplexage exige un fonctionnement monomode du dispositif.

Le dimensionnement de amplificateur hybride sera mené en reprenant les trois défis précédemment fixés. Ainsi, on dimensionnera un amplificateur hybride basé sur un guide plan, défini par un échange Ag^+/Na^+ dans l'IOG1, reporté sur un guide canal, réalisé dans le GO14, et on visera à obtenir au-moins les mêmes performances que celui réalisé par Florent Gardillou. Cette structure validera l'emploi d'un échange dans le superstrat actif pour obtenir une structure hybride. De plus, elle pourra être utilisée pour une première phase de vérification expérimentale sur la faisabilité technologique de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

Ensuite, on partira de cette structure pour dimensionner l'amplificateur tridimensionnel en se concentrant, dans un premier temps, sur sa section active et ensuite sur celle d'interfaçage.

Avant de commencer à traiter de la conception du dispositif, il faut noter que les deux structures de l'amplificateur hybride tridimensionnel sont symétriques par rapport à z_c , situé au centre de la section active. Ainsi, pour la suite du dimensionnement on fait coïncider z_c avec l'origine de l'axe z et on obtient donc que $z = z_c = 0$ cm. De manière analogue, l'interface entre le GO14 et le IOG1 est placée en $y = 0$ μm .

2.4.2 Validation de l'architecture de l'amplificateur hybride

2.4.2.1 État de l'art, critères et objectifs à atteindre

La figure 2.11 rappelle les caractéristiques principales de l'architecture de l'amplificateur hybride réalisé par Florent Gardillou [94] et basé sur la superposition d'une couche de verre actif sur un guide canal défini dans le substrat passif.

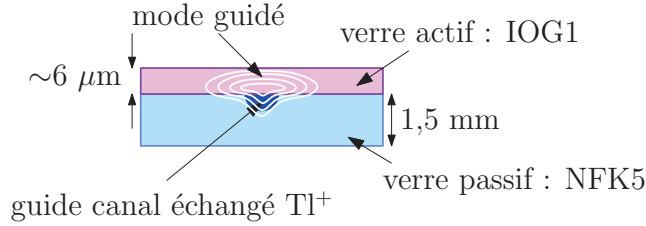


FIGURE 2.11 — Schéma de l'amplificateur hybride, réalisé par Florent Gardillou [94], basé sur un échange thallium et sur un guide plan obtenu par amincissement mécanique du verre actif IOG1.

Dans cette structure, monomode à λ_p et à λ_s , le guide canal avait été réalisé avec un échange Tl^+/K^+ dans le verre NFK5, commercialisé par Schott. L'échange basé sur des ions Tl^+ avait été choisi afin d'éviter les pertes dues aux précipités d'argent métallique qui peuvent se former lors des échanges employant des ions Ag^+ . De plus le NFK5 est caractérisé par un indice de réfraction de 1,473 et 1,479 à la longueur d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p . Cela signifie que son indice de réfraction est, aux mêmes longueurs d'onde, d'environ 2,5% inférieur à celui de l'IOG1, qui constitue le superstrat actif de l'amplificateur hybride. Cette différence d'indice a été exploitée afin de permettre aux modes guidés par la structure d'interagir de manière importante avec le superstrat actif. Pour garantir le confinement des modes à la longueur d'onde de pompe et de signal, l'épaisseur du superstrat a été réduite à quelques micromètres, en utilisant une procédure de rodage et polissage mécanique.

La figure 2.12 illustre un profil d'intensité typique d'un mode guidé par ce type de structure hybride ; l'interface entre les deux verres est située, suivant la convention annoncée précédemment, en $y = 0$ μm .

Il est clair que plus le profil des modes guidés est situé dans le superstrat et plus le comportement de la structure hybride s'approchera à celui d'un guide amplificateur réalisé dans un substrat actif. Or, l'interaction avec le superstrat n'est pas le seul critère qui caractérise

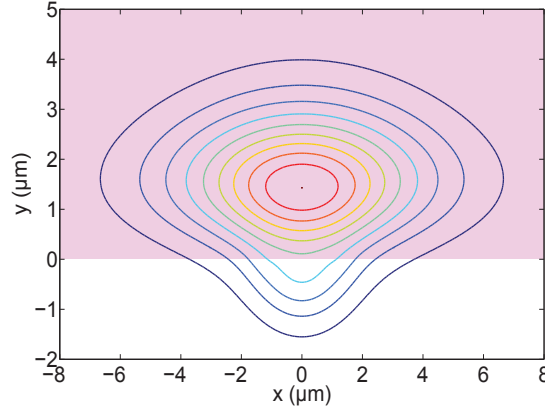


FIGURE 2.12 — Iso-contours du profil d'intensité $|\Psi(x,y)|^2$ d'un mode guidé par l'amplificateur hybride. L'aire mauve représente le superstrat actif.

le comportement de l'amplificateur hybride : une autre caractéristique importante est l'extension latérale des modes guidés. En effet, l'amplification totale du composant dépend du gain linéique, à λ_s et de la longueur du dispositif. Ainsi, en optique intégrée, l'enroulement d'un guide amplificateur permet de trouver un compromis entre sa longueur et la surface occupée par le composant [132]. Or, lorsque un mode guidé se propage dans un guide courbe, il présente, à un rayon de courbure donné, des pertes par propagation qui dépendent de son confinement : plus le mode est confiné plus ses pertes sont faibles [115]. Donc, pour une largeur de guide donnée, des largeurs des modes faibles se traduisent en un bon confinement latéral, qui permet d'utiliser des rayons de courbure plus petits [115] et d'obtenir des dispositifs plus compacts.

Ainsi, pour quantifier l'interaction des modes guidés avec le superstrat dans la structure hybride, on définit le coefficient Γ_{act} . Il représente le pourcentage de l'intensité du mode guidé situé dans le superstrat ; cela signifie la partie du profil d'intensité qui dans la figure 2.12 se trouve dans l'aire de couleur mauve. L'interaction avec le superstrat Γ_{act} est alors définie par l'équation :

$$\Gamma_{\text{act}} = \frac{\int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x,y)|^2 dx dy} \quad (2.21)$$

où $\Psi(x,y)$ est le profil de champ scalaire du mode guidé par la structure hybride. De manière analogue, pour quantifier l'extension latérale du mode guidé on mesure, comme représenté en figure 2.13, $w_{1/e^2,x}$: sa largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité.

Dans la structure hybride, une forte interaction avec le superstrat actif n'est pas aisément conciliable avec le confinement latéral des modes guidés. Pour cela, lors du dimensionnement de l'amplificateur hybride, représenté en figure 2.11, les paramètres de l'échange TI^+/K^+ et l'épaisseur du guide plan ont été déterminés en cherchant un compromis entre Γ_{act} , l'interaction avec le superstrat, et $w_{1/e^2,x}$, l'extension latérale des modes guidés. Lors de cette étude Florent Gardillou a mis en évidence qu'afin de limiter au mieux le dé-confinement des modes guidés il

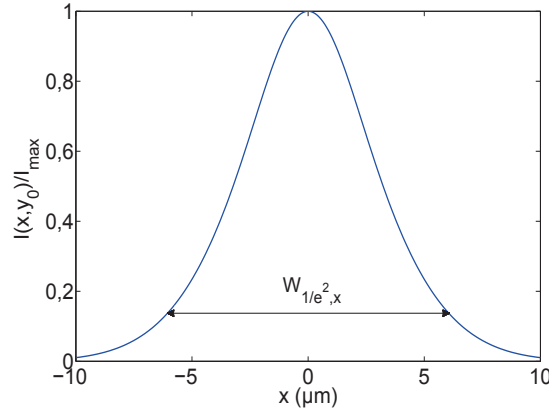


FIGURE 2.13 – Largeur $w_{1/e^2, x}$ du profil d'intensité normalisé représenté en figure 2.12.

est nécessaire de réduire l'épaisseur du verre actif jusqu'à obtenir un guide plan monomode. En effet, l'utilisation de guides plans bimodes a comme effet principal de réduire le confinement latéral du mode guidé sans apporter des améliorations significatives à l'interaction avec le superstrat [95].

L'amplificateur hybride, réalisé avec un échange Ti^+/K^+ à travers une fenêtre d'échange w de $1\text{ }\mu\text{m}$ et présentant une épaisseur du verre IOG1 allant de $5\text{ }\mu\text{m}$ à $7\text{ }\mu\text{m}$, est caractérisé par des valeurs de Γ_{act} supérieures de 70%, des largeurs $w_{1/e^2, x}$ comprises entre $10\text{ }\mu\text{m}$ et $18\text{ }\mu\text{m}$ à λ_p , et entre $12\text{ }\mu\text{m}$ et $22\text{ }\mu\text{m}$ à λ_s . Or, le gain optique à la longueur d'onde de signal dans ce guide amplificateur hybride, ayant une longueur de $1,16\text{ cm}$, atteint une valeur de $3,66\text{ dB/cm}$ pour une puissance de pompe de 140 mW .

La structure que l'on se propose de réaliser, pour valider l'emploi d'un guide plan réalisé par échange Ag^+/Na^+ dans le verre IOG1, découle de l'amplificateur hybride fabriqué par Florent Gardillou et est représentée en figure 2.14. Nous rappelons que la réalisation d'un

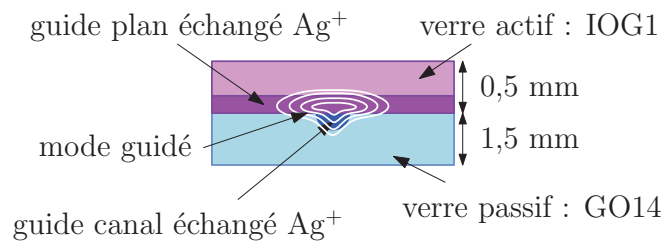


FIGURE 2.14 – Nouvelle architecture d'amplificateur hybride employant un guide plan défini dans le superstrat actif par un échange Ag^+/Na^+ .

guide plan par échange d'ions élimine le processus de rodage et polissage du superstrat qui est technologiquement délicat. De plus, dans la nouvelle structure le guide canal dans le substrat est réalisé par un échange Ag^+/Na^+ dans le GO14 afin de pouvoir l'utiliser comme point de départ vers l'intégration avec des fonctions passives tridimensionnelles déjà existantes [111, 87].

La nouvelle architecture de la figure 2.14 emploie le même type de superstrat que l'ampli-

ificateur hybride réalisé par Florent Gardillou ; pour cela ce dernier peut être considéré comme dispositif de référence. Ainsi le comportement amplificateur de la nouvelle structure sera validé si ses modes guidés présentent des largeurs $w_{1/e^2,x}$ et des interactions avec le superstrat qui sont au moins équivalentes à celles de ce dispositif de référence. En conséquence, afin de prouver que du point de vue électromagnétique cette structure peut être employée comme amplificateur hybride, on fixe pour les modes guidés, à la longueur d'onde de pompe et de signal, les critères suivants :

- $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$;
- $10 \mu\text{m} \leq w_{1/e^2,x} \leq 17 \mu\text{m}$ à λ_p et $12 \mu\text{m} \leq w_{1/e^2,x} \leq 22 \mu\text{m}$ à λ_s .

Le dimensionnement de la nouvelle architecture de l'amplificateur hybride commencera par la détermination des paramètres d'échange dans le superstrat.

2.4.2.2 Détermination des paramètres d'échange dans le superstrat actif

Le comportement électromagnétique de l'amplificateur hybride proposé est déterminé par les indices de réfraction des verres actifs et passifs et les paramètres d'échange qui définissent le profil d'indice du guide plan dans le IOG1 et du guide canal dans le GO14.

Cette section se concentre sur l'étude électromagnétique du guide plan formé par le superstrat d'IOG1 échangé et reporté sur un substrat de GO14 vierge, schématisé en figure 2.15.

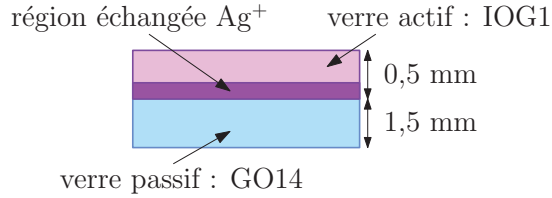


FIGURE 2.15 – Schéma du guide plan formé par le report du superstrat d'IOG1, ayant subi un échange Ag^+/Na^+ illimité à sa surface et reporté sur un substrat de GO14 vierge.

En effet, indépendamment des paramètres d'échange dans le GO14, l'interaction du mode guidé avec le superstrat, dans la structure hybride présentée en figure 2.14, sera plus forte lorsque le contraste d'indice et l'extension en y de la région échangée dans l'IOG1 seront élevés. Cela signifie que plus l'indice effectif n_{eff} du mode guidé par guide plan, représenté en figure 2.15, est grand, plus la valeur Γ_{act} du mode guidé par la structure hybride sera élevée. Néanmoins pour préserver le confinement des modes guidés à λ_p et λ_s dans la structure hybride, il est important de garantir la monomodicté du guide plan à ces deux longueurs d'onde [95].

Les paramètres d'échange qui permettent d'obtenir un guide plan monomode à $\lambda_p = 976 \text{ nm}$ et $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$, tout en maximisant l'indice effectif du mode fondamental, sont donc recherchés. Afin de maximiser la valeur de l'indice effectif et de minimiser les pertes de propagation dans l'amplificateur hybride c_{surf} est fixée, pour l'échange dans l'IOG1, à 0,25. En effet, celle-ci constitue la limite, imposée à la valeur maximale de concentration normalisée à la surface,

pour obtenir des dispositifs avec de faibles pertes de propagation dans ce verre.

La figure 2.16 présente l'évolution de l'indice effectif n_{eff} , en fonction du temps d'échange t_{ech} , des modes du guide plan représenté en figure 2.15. Les paramètres des échanges d'ions Ag^+/Na^+ simulés dans l'IOG1 sont : une concentration de surface c_{surf} de 0,25, une température T_{ech} de 320 °C, et un temps d'échange t_{ech} qui varie entre 1 minute et 6 minutes. Après l'échange, une étape de trempe de l'IOG1 est habituellement prévue pour éviter la formation de précipités d'argent en surface pendant le refroidissement de l'échantillon. Ainsi, l'échantillon, sorti du bain $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$, est plongé dans un bain de nitrate de sodium pendant un temps t_{trempe} qui a une durée généralement comprise entre 10 s et 30 s. L'étape de trempe à été ici simulée à une température $T_{\text{trempe}} = 320$ °C pour des durées t_{trempe} de 10 s et 30 s.

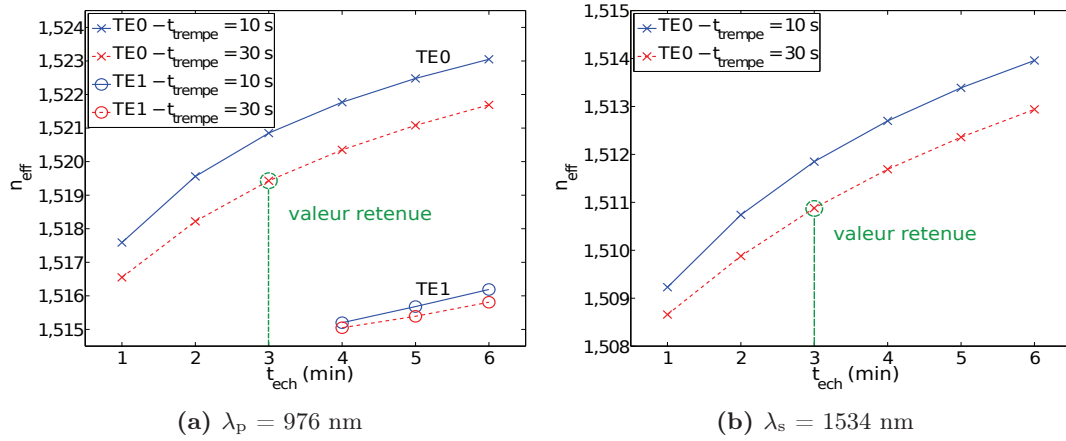


FIGURE 2.16 – Évolution de l'indice effectif n_{eff} et de la modicité du guide plan en fonction du temps d'échange t_{ech} pour différents temps de trempe t_{trempe} à λ_p (a) et λ_s (b).

L'apparition d'un deuxième mode guidé à λ_p pour un temps d'échange de 4 min, observable en figure 2.16.(a), fixe la valeur maximale de t_{ech} à 3 min pour une concentration molaire x_B de 20%. On remarque aussi que l'indice effectif des modes guidés par le guide plan obtenus avec une durée de trempe de 30 s sont inférieurs à ceux des modes guidés avec $t_{\text{trempe}} = 10$ s. Cela s'explique par le fait que pendant l'étape de trempe les ions Ag^+ rediffusent vers l'extérieur du verre en produisant une baisse de l'indice maximal du guide plan. Ainsi, à parité de temps d'échange t_{ech} , les indices effectifs des modes guidés par le guide plan diminuent lorsque la durée de l'étape de trempe augmente.

Par la suite de l'étude, le guide plan obtenu avec $t_{\text{ech}} = 3$ min et $t_{\text{trempe}} = 30$ s est utilisé. Celui-ci constitue en effet un bon compromis en termes de maximisation de l'indice effectif du mode guidé et de comportement monomode du guide plan. De plus, ces paramètres de temps d'échange assurent aisément la reproductibilité du procédé. En effet, compte tenu des installations du laboratoire, on estime à 10 s l'incertitude sur le temps d'échange et à 1 s celui sur le temps de trempe, qui équivalent respectivement à des incertitudes relatives de 6% et de 4%.

2.4.2.3 Détermination des paramètres d'échange dans le substrat passif

Ayant choisi les paramètres d'échange du guide plan, il faut dimensionner les paramètres d'échange dans le GO14 pour obtenir un amplificateur hybride avec des valeurs de Γ_{act} supérieures à 70% pour les modes guidés à λ_p et λ_s . La largeur de l'ouverture du masque w choisie pour l'échange dans le GO14 est de 2 μm , car c'est la taille standard des ouvertures des guides utilisées pour la fabrication des dispositifs intégrés verticalement [87, 111].

La figure 2.17 illustre l'évolution de l'indice effectif n_{eff} des modes guidés, à λ_p et λ_s , dans la structure hybride en fonction de la concentration de surface c_{surf} , pour un échange Ag^+/Na^+ de 3 min suivi de 1 min de trempe ; la température des deux procédés est de 330 °C. L'étape de trempe est utilisée ici pour empêcher la formation de précipités d'argent métallique à la surface du verre et pour réduire le contraste d'indice de la région échangée du GO14. En effet, on exploite ici la rediffusion des ions Ag^+ du verre au bain de nitrate de sodium, qui a lieu lors de la trempe. Pour cela, cette étape a une durée plus importante par rapport à celle fixée pour l'échange dans l'IOG1.

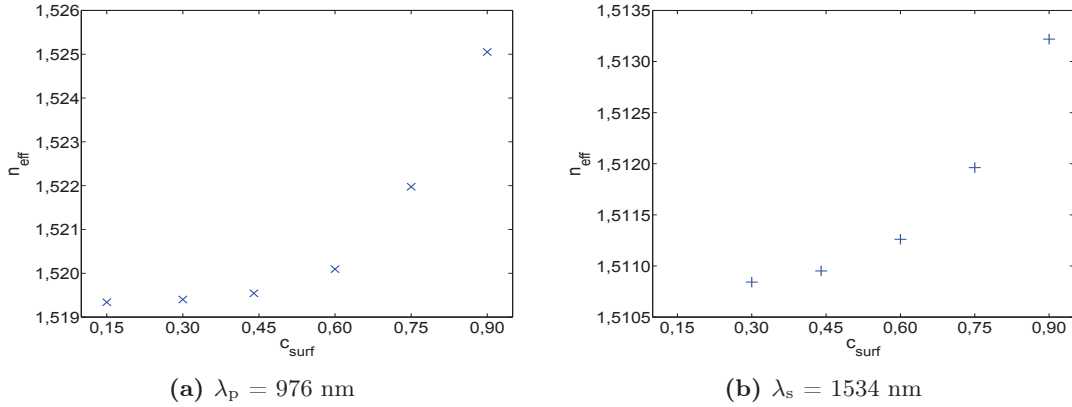


FIGURE 2.17 – Évolution de l'indice effectif n_{eff} des modes guidés, à λ_p (a) et λ_s , par la structure hybride en fonction de la concentration de surface c_{surf} de l'échange dans le GO14 pour $T_{\text{ech}} = T_{\text{trempe}} = 330 \text{ °C}$, $t_{\text{ech}} = 3 \text{ min}$ et $t_{\text{trempe}} = 1 \text{ min}$.

En comparant les figures 2.17(a) et 2.17(b) on observe que c_{surf} , lors de l'échange dans le GO14, doit être au-moins égale à 0,30 afin de garantir l'existence d'un mode guidé à 1534 nm dans la structure hybride. De plus, l'analyse de l'évolution de l'indice effectif des modes guidés se révèle très intéressante car elle permet déjà d'interpréter l'interaction du mode guidé avec le superstrat.

En effet, pour des faibles concentration de ions Ag^+ , le champ du mode guidé est en majorité situé dans le guide plan et ainsi son indice effectif est proche de celui du mode guidé par le guide plan (de 1,51943 à λ_p et 1,51088 à λ_s). Lorsque la concentration en Ag^+ du bain augmente, le mode guidé est principalement confiné dans la région échangée du GO14 et son indice effectif s'écarte d'avantage de celui du mode guidé par le guide plan. Cela est confirmé par la forme des modes guidés par la structure hybride. Dans la figure 2.18 sont représentés

les profils des champs guidés à λ_s pour une concentration de surface c_{surf} de 0,44 et de 0,9, correspondantes à une concentration molaire de AgNO_3 dans le bain, x_B , de 1,2% et 12,2% respectivement.

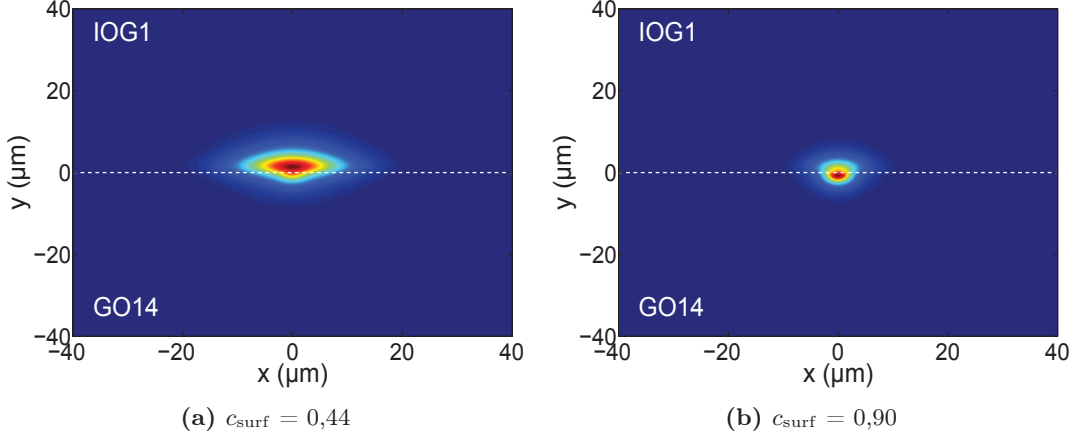


FIGURE 2.18 – Amplitude du champ électrique des modes guidés par la structure hybride à λ_s pour c_{surf} de 0,44 (a) et 0,90 (b) lorsque les autres paramètres d'échange sont $T_{\text{ech}} = T_{\text{trempé}} = 330$ °C, $t_{\text{ech}} = 3$ min et $t_{\text{trempé}} = 1$ min.

La figure 2.19 montre l'évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ en fonction de c_{surf} , pour $\lambda_p = 976$ nm et $\lambda_s = 1534$ nm. L'augmentation de c_{surf} , dans la région échangée du GO14, entraîne un meilleur confinement et une diminution de l'interaction des modes guidés avec le superstrat. La région grisée des deux figures indique que le guide hybride ne présente pas de mode guidé à λ_s pour $c_{\text{surf}} = 0,15$. Au contraire, la région bleu met en évidence que, comme on peut l'observer dans la figure 2.19(a), pour des valeurs de c_{surf} comprises entre 0,3 et 0,6 les modes guidés par la structure hybride présentent des interactions avec le superstrat actif supérieures au seuil fixé de 70%. Dans cette même plage de valeurs la largeur $w_{1/e^2,x}$ des modes varie

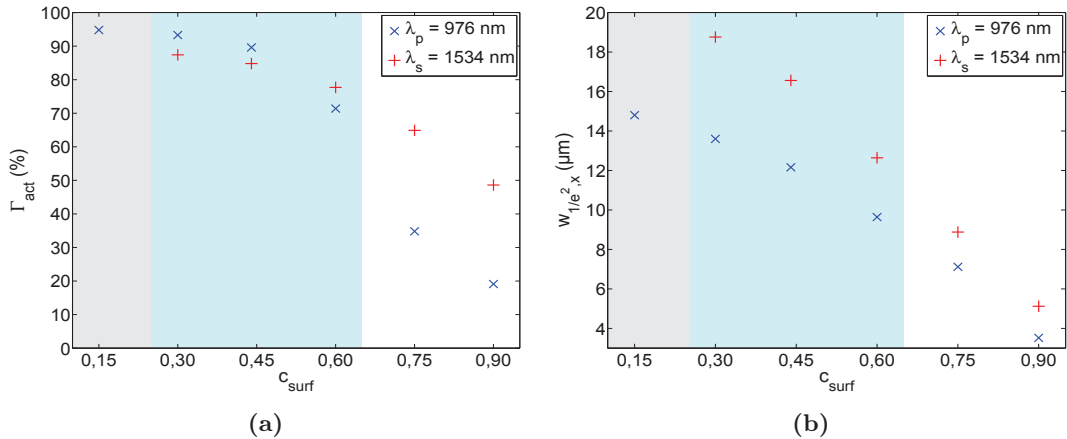


FIGURE 2.19 – Évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ en fonction de c_{surf} pour λ_p et λ_s . L'aire bleue évidence la plage de valeurs de c_{surf} dans laquelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$. L'aire grisée souligne l'absence de mode guidé à λ_s pour $c_{\text{surf}} = 0,15$.

entre 13,6 μm et 9,6 μm à λ_p et entre 18,8 μm et 12,6 μm à λ_s .

Il existe ainsi une plage de valeurs de c_{surf} qui permet une interaction avec le superstrat supérieure à 70% et des largeurs $w_{1/e^2,x}$ similaires à celles de l'amplificateur hybride de référence. Ainsi, pour déterminer quelle valeur de c_{surf} choisir pour réaliser l'amplificateur hybride, un nouveau facteur de qualité est fixé. En effet, si l'interaction des modes de signal et de pompe avec le superstrat actif est importante pour obtenir le gain optique dans la structure hybride, il est possible d'affirmer qu'au premier ordre c'est le recouvrement entre le champ de pompe et celui de signal dans le verre actif qui détermine l'efficacité de l'amplification. Pour quantifier ce recouvrement, on définit Γ_{rec} comme :

$$\Gamma_{\text{rec}} = \frac{\left[\int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_p(x,y)| |\Psi_s(x,y)| dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_p(x,y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_s(x,y)|^2 dx dy} \quad (2.22)$$

où $\Psi_p(x,y)$ et $\Psi_s(x,y)$ sont les champs scalaires des modes guidés à la longueur d'onde de pompe et de signal, $y = 0$ μm étant toujours placé à l'interface entre les verres actif et passif. En analysant l'évolution de Γ_{rec} en fonction de c_{surf} présentée en figure 2.20, on constate que $c_{\text{surf}} = 0,44$, avec $\Gamma_{\text{rec}} = 68,3\%$, constitue un excellent compromis entre le recouvrement des modes à la longueur de pompe et de signal dans le superstrat actif et leur largeur $w_{1/e^2,x}$. En

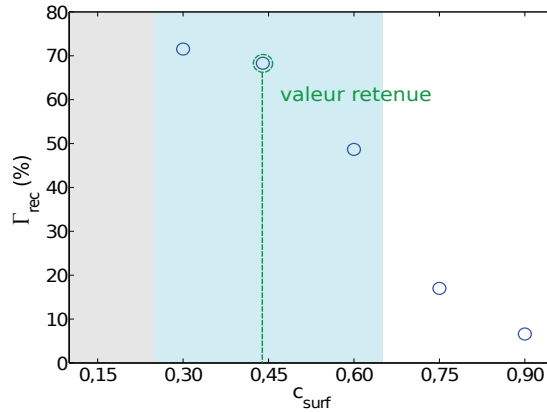


FIGURE 2.20 – Évolution du recouvrement Γ_{rec} des modes guidés à la longueur d'onde de pompe et de signal dans le superstrat actif en fonction de c_{surf} . L'aire bleue évide la plage de valeurs de c_{surf} dans la quelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$. L'aire grisée souligne l'absence de mode guidé à λ_s pour $c_{\text{surf}} = 0,15$.

effet, pour une concentration normalisée à la surface de 0,44, Γ_{rec} est très proche du 71,5% obtenu avec $c_{\text{surf}} = 0,30$, et bien supérieur au 48,7% atteint avec $c_{\text{surf}} = 0,60$. De plus, en se situant au milieu de la plage de valeurs où $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$ (cf. figure 2.19(a)), il permet une bonne tolérance technologique vis à vis de la concentration molaire en AgNO_3 lors de la réalisation d'un tel composant.

Pour résumer, les choix de $c_{\text{surf}} = 0,44$, $t_{\text{ech}} = 3$ min, $t_{\text{trempe}} = 1$ min et $T_{\text{ech}} = 330$ °C pour

l'échange Ag^+/Na^+ dans le GO14, permettent d'obtenir une structure hybride caractérisée par $\Gamma_{\text{act}} > 84\%$ et de largeurs $w_{1/e^2,x}$ de $12,2 \mu\text{m}$ à λ_p et $16,6 \mu\text{m}$ à λ_s qui sont conformes à nos objectifs. En conséquence, ce dimensionnement valide théoriquement la nouvelle architecture d'amplificateur hybride et l'emploi d'un superstrat actif échangé pour la réalisation de ce dernier. On peut maintenant vérifier si cette structure peut être employée dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

2.4.3 Adaptation de la structure hybride à l'intégration tridimensionnelle

Afin de démontrer, du point de vue électromagnétique, qu'un substrat d'IOG1 échangé peut être employé pour réaliser la section active de l'amplificateur hybride il est nécessaire que les modes guidés dans cette section respectent les consignes déterminées précédemment. Cela signifie que les modes guidés à la longueur d'onde de signal et de pompe, doivent présenter une interaction avec le superstrat supérieure à 70% et une largeur $w_{1/e^2,x}$ comprise entre $10 \mu\text{m}$ et $17 \mu\text{m}$ à λ_p et entre $12 \mu\text{m}$ et $22 \mu\text{m}$ à λ_s .

Or, les paramètres de l'échange dans l'IOG1 restant les mêmes que ceux fixés dans la section 2.4.2.2, pour déterminer ceux de l'échange dans le GO14, il est nécessaire de considérer les effets de l'enterrage sélectif sur la section active. Ainsi, en vue de la compatibilité des structures hybrides tridimensionnelles avec les dispositifs tridimensionnels précédemment réalisés [87, 111], on reprend pour l'enterrage sélectif les paramètres choisis par Lydie Onestas lors de la réalisation du duplexeur vertical [87]. En conséquence, nous fixons la durée d'enterrage t_{ent} à 1 h 30 min, le champ $E_{\text{ext},y}$ à 450 kV/m dans la région non masquée et la température T_{ent} à 260°C . Ainsi, pour un masque en face arrière de 2 cm de longueur, le champ résiduel $E_{\text{ext},y}(z = z_c = 0)$ au centre de la région masquée, et de la section active, se lève à 45 kV/m . Dans notre dimensionnement on considérera ce champ comme constant et égal à 45 kV/m tout au long de la région active.

La figure 2.21(a) montre le profil d'indice du guide canal dans le GO14 obtenu avec les paramètres d'échange de l'amplificateur hybride dimensionné au paragraphe 2.4.2.3, et la figure 2.21(b) montre ce même guide en z_c après l'enterrage sélectif. On remarque que la rediffusion thermique, qui a lieu pendant l'enterrage, affaiblit fortement la variation d'indice et ne rend plus possible le confinement latéral de la lumière dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

Les paramètres de l'échange thermique qui nous ont permis de valider l'emploi d'un superstrat actif échangé pour réaliser un amplificateur hybride se révèlent ne pas être adaptés au processus d'enterrage sélectif.

On repart donc, pour le dimensionnement de la section active de l'amplificateur tridimensionnel, des paramètres d'échange utilisés par Lydie Onestas pour définir le guide sélectivement enterré du duplexeur vertical [87]. En effet, ce dernier a été dimensionné pour être compatible avec un amplificateur hybride basé sur un guide plan réalisé par rodage mécanique [87]. Nous

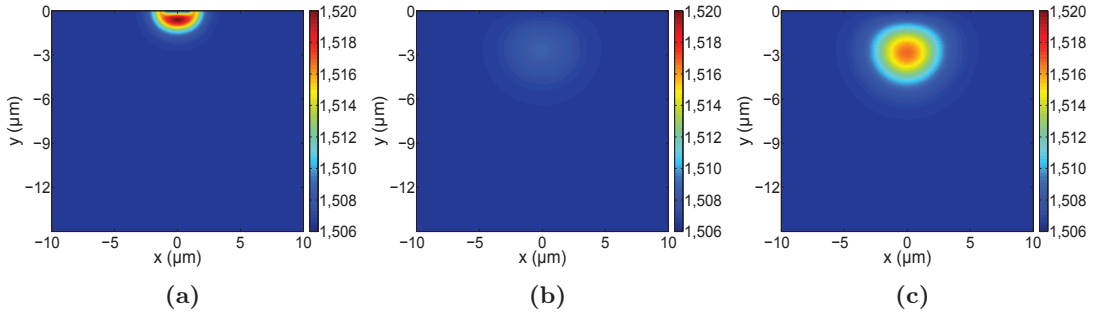


FIGURE 2.21 – (a) Carte du profil d'indice de réfraction, dans le GO14, du guide canal de l'amplificateur hybride dimensionné précédemment. (b) Profil du même guide après la procédure d'enterrage sélectif. (c) Profil du guide canal défini avec les mêmes paramètres d'échange thermique et d'enterrage du duplexeur verticale [87].

vérifions alors tout d'abord si ces paramètres d'échange thermiques ($w = 2 \mu\text{m}$, $c_{\text{surf}} = 1$, $T_{\text{ech}} = 330 \text{ }^\circ\text{C}$ et $t_{\text{ech}} = 4 \text{ min}$) peuvent être employés pour réaliser l'amplificateur hybride tridimensionnel proposé, où l'interaction avec le superstrat dans la section active est obtenue via l'échange Ag^+/Na^+ de l'IOG1. Le profil d'indice du guide canal sélectivement enterré dans le GO14 est représenté en figure 2.21(c). On peut noter ainsi que le maximum de l'indice de réfraction du guide canal se trouve à une profondeur de $2,8 \mu\text{m}$ et que sa valeur s'approche de celle du guide canal de la structure hybride dimensionnée auparavant (figure 2.21(a)). On souligne que l'étape de trempe peut être supprimée quand on veut fabriquer des guides sélectivement enterrés. En effet, pendant toute la durée de l'enterrage la surface reste en contact avec le bain des sels contenant des ions Na^+ qui nettoie la surface des éventuels précipités d'argent métallique.

Ces paramètres d'échange thermique se révèlent être parfaitement adaptés à la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel. En effet, les modes guidés dans cette région présentent respectivement des valeurs Γ_{act} se qui s'élèvent à 88,4% à λ_p et à 77,7% à λ_s , des largeurs $w_{1/e^2,x}$ respectives de $13,9 \mu\text{m}$ et $17,10 \mu\text{m}$. Les figures 2.22(a,b) représentent l'évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ en fonction de la durée t_{ech} de l'échange thermique dans le GO14, pour une ouverture du masque $w = 2 \mu\text{m}$, une concentration normalisée c_{surf} unitaire et une température $T_{\text{ech}} = 330 \text{ }^\circ\text{C}$.

Seules des durées d'échange t_{ech} comprises entre 3 min et 4 min permettent aux modes guidés, à λ_p et à λ_s , dans la section active d'atteindre des interactions avec le superstrat supérieures au seuil fixé de 70%. De plus, les valeurs de Γ_{rec} sont de 66,9% pour $t_{\text{ech}} = 3 \text{ min}$ et de 63,3% pour $t_{\text{ech}} = 4 \text{ min}$ et se révèlent être proches à ceux de l'amplificateur hybride dimensionné précédemment. On fixe donc le temps de l'échange thermique Ag^+/Na^+ à 4 min, car les modes guidés dans la section active sont caractérisés par $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$ et parce que l'amplificateur hybride tridimensionnel qui en résulte sera complètement compatible avec le processus de réalisation des autres composant tridimensionnels, comme le démultiplexeur vertical [87] et la jonction Y tridimensionnelle [111].

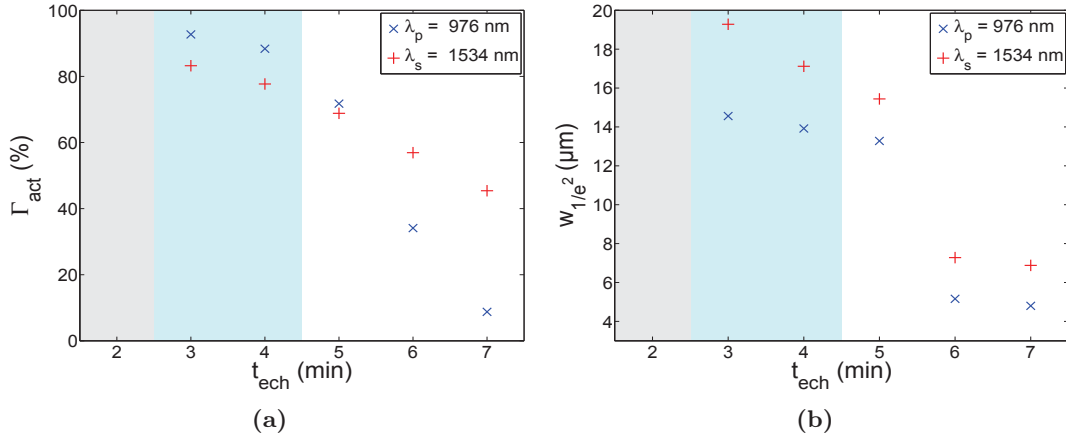


FIGURE 2.22 – Évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ des modes guidés dans la section active de l'amplificateur hybride en fonction de la durée t_{ech} de l'échange thermique dans le GO14. L'aire bleue montre la plage de valeurs de t_{ech} dans laquelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{act} > 70\%$. L'aire grisée indique l'absence de modes guidés supportés à λ_p et λ_s dans la section active de l'amplificateur hybride.

Les paramètres fixés pour les échanges dans les verres IOG1 et GO14 nous ont permis de valider, du point de vue électromagnétique, la possibilité d'obtenir de l'amplification du mode guidé à λ_s dans la région active de l'amplificateur tridimensionnel. Pour terminer le dimensionnement de ce dernier nous nous consacrons dans la suite au choix de la section d'interfaçage qui est la plus adaptée à sa réalisation.

2.4.4 Section d'interfaçage : échange Ag^+/Na^+ non limité dans le superstrat

Nous nous sommes intéressé jusqu'ici à la détermination des paramètres d'échange du guide canal sélectivement enterré dans le GO14 et du guide plan défini dans l'IOG1 afin de pouvoir espérer la présence de gain optique dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel. Or les paramètres d'échange choisis pour les deux guides vont déterminer le comportement électromagnétique des sections d'interfaçage de l'amplificateur hybride. Selon que le guide plan occupe toute la surface de l'IOG1 ou que son extension soit limitée à la région du substrat où les guides sélectivement enterrés effleurent la surface, nous avons deux architectures distinctes pour l'amplificateur hybride qui se différencient par leurs sections d'interfaçage.

L'architecture d'amplificateur hybride où le guide plan occupe toute la surface du superstrat présente, par rapport à celle où le guide plan a une longueur limitée, des avantages importants du point de vue de la simplicité du processus de réalisation du dispositif. En effet, la fabrication d'un guide plan d'extension limitée demande l'introduction d'étapes de lithographie du superstrat et d'alignement entre ce dernier et le substrat. Pour cette raison, on analyse en premier le comportement électromagnétique de la section d'interfaçage de l'amplificateur

hybride lorsque le guide plan est défini sur toute la surface de l'IQG1. Le but de cet étude est de s'assurer que les modes guidés dans la section d'interfaçage puissent se propager dans celle active et vice-versa. Si cela ne se révèle pas possible on passera à l'étude électromagnétique des sections d'interfaçage de l'amplificateur hybride lorsque l'extension du guide plan réalisé dans l'IQG1 est limitée.

La figure 2.23 représente avec une vue en coupe l'architecture de l'amplificateur hybride tridimensionnel quand l'échange Ag^+/Na^+ concerne toute la surface du superstrat et se focalise en particulier sur ses sections d'interfaçage d'entrée et de sortie. Dans la section d'interfaçage d'entrée le guide canal, réalisé dans le GO14 et caractérisé par un indice de réfraction n_{gc} , s'approche avec un angle θ au guide plan d'indice de réfraction n_{gp} , défini dans le superstrat. Réciproquement dans la section d'interface de sortie, symétrique à celle d'entrée, les deux guides se séparent avec le même angle de branchement θ .

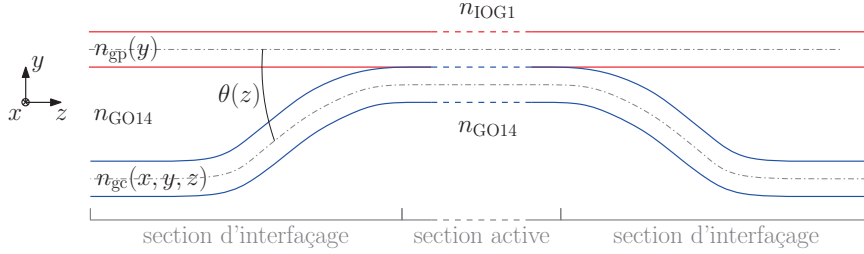


FIGURE 2.23 – Représentation schématique des sections d'interfaçage à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur hybride tridimensionnel avec un guide plan d'extension non limitée.

Cette structure, constituée par le branchement de deux guides avec des distribution d'indice de réfraction différentes, est appelé jonction Y asymétrique. Son comportement électromagnétique a été étudié exhaustivement par Burns et Milton, en 1975 [133]. On reprend dans la suite les résultats de leur étude afin de pouvoir les appliquer aux sections d'interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

2.4.4.1 La jonction Y asymétrique

La figure 2.24 représente une jonction Y asymétrique formée par un guide plan commun, d'indice de réfraction n_{gcom} et épaisseur w_{gcom} , qui se sépare en un guide supérieur et un guide inférieur monomodes et caractérisés respectivement des indices de réfraction n_{gsup} et n_{ginf} et des épaisseurs w_{gsup} et w_{ginf} .

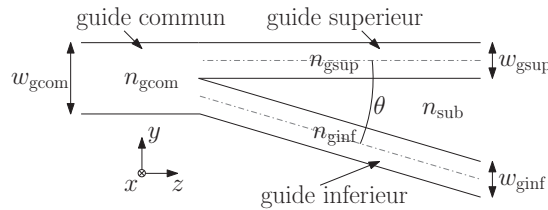


FIGURE 2.24 – Jonction Y asymétrique formée par le branchement de deux guides plans.

Burns et Milton ont étudié la propagation dans cette structure en la discrétisant en sections de longueur Δz selon l'axe de propagation z et en imposant la continuité des champs à l'interface de chaque section. Cela a été fait en tenant compte de l'amplitude et de la phase des champs propagés. Ils ont ainsi mis en évidence deux modalités de fonctionnement de la jonction Y : comme interféromètre à deux modes ou comme séparateur modal.

De plus, en s'appuyant sur l'étude des modes locaux et le principe d'interaction faible [124, 130], ils ont établi un critère pour prévoir le régime de fonctionnement de la jonction, basé sur l'angle de branchement θ et les indices effectifs des modes :

$$\theta \leq \theta_c = \frac{|n_{\text{eff,g sup}} - n_{\text{eff,g inf}}|}{0,43\sqrt{\bar{n}_{\text{eff}}^2 - n_{\text{sub}}^2}} \quad (2.23)$$

où θ_c est appelé angle critique, $n_{\text{eff,g sup}}$ et $n_{\text{eff,g sub}}$ sont les indices effectifs des modes guidés du guide supérieur et du guide inférieur, considérés l'un isolé de l'autre, $\bar{n}_{\text{eff}}$ est leur moyenne et n_{sub} est l'indice de réfraction du milieu compris entre eux. Selon ce critère la jonction est en régime d'interféromètre modal quand $\theta > \theta_c$; dans le cas contraire, $\theta < \theta_c$, elle agit comme un séparateur modal. La section d'interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel se retrouvera donc dans un de ces régimes de fonctionnement dont il est bien de décrire les différences

Quand la jonction Y se comporte comme interféromètre modal, $\theta > \theta_c$, la puissance du mode fondamental, ou du mode 1, du guide commun peut exciter et le mode du guide supérieur et celui du guide inférieur, comme représenté en figure 2.25.

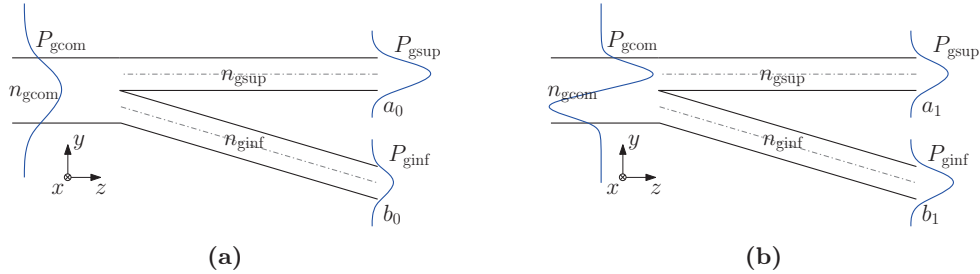


FIGURE 2.25 – Jonction Y asymétrique en régime d'interféromètre à deux modes. La puissance P_{gcom} du mode fondamental (a), ou du mode 1 (b), du guide commun est répartie dans le guide inférieur et supérieur.

La répartition de la puissance transférée sur les modes des deux guides dépend des interférences entre ceux-ci [133]. De manière réciproque, la puissance injectée dans le guide inférieur ou supérieur de la jonction peut être répartie sur tous les modes du guide commun.

Quand la jonction Y est dans le régime de séparateur modal, c'est à dire $\theta < \theta_c$, la puissance du mode fondamental ou du mode 1 du guide commun se répartit ou sur le mode du guide supérieur ou sur celui du guide inférieur, mais ne peut pas se propager en même temps sur les deux, comme illustré en figure 2.26.

En effet, si on suppose que $n_{\text{eff,g sup}} > n_{\text{eff,g inf}}$, on aura que toute la puissance du mode

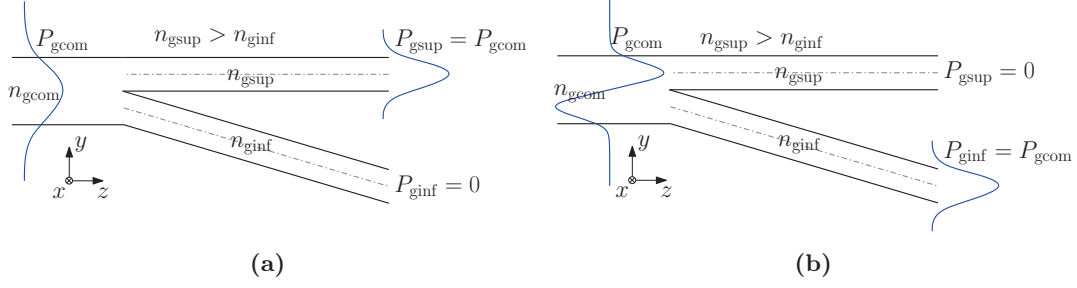


FIGURE 2.26 – Comportement de la jonction Y asymétrique comme séparatrice modale, lorsque $n_{\text{eff},\text{gsup}} > n_{\text{eff},\text{ginf}}$: (a) mode fondamental, (b) mode d'ordre supérieur.

fondamental du guide commun, caractérisé par un indice effectif supérieur à celui du mode 1, est propagée dans le guide supérieur. De manière analogue, si le guide commun supporte un mode d'ordre 1, celui-ci se propage dans le guide inférieur. Réciproquement, un mode provenant du guide supérieur excite uniquement le mode fondamental du guide commun, alors que celui provenant du guide inférieur excite, s'il existe, le mode d'ordre 1 du guide commun ; autrement la puissance qu'il transporte est rayonnée.

L'équation (2.23) se révèle être un outil puissant pour déterminer le comportement électromagnétique d'une jonction entre deux guides d'onde qu'ils soient plan ou canal [87, 113]. Dans la suite on va ainsi pouvoir l'appliquer aux sections d'interfaçage de l'amplificateur hybride.

2.4.4.2 Comportement électromagnétique de la section d'interfaçage

La figure 2.27 rappelle, avec une vue en coupe, la section d'interfaçage d'entrée. Son comportement électromagnétique peut être déterminé, à partir du critère de Burns et Milton (2.23), en connaissant les indices effectifs des modes guidés par le guide plan et le guide canal sélectivement enterré et l'angle de branchement θ formé par les deux guides.

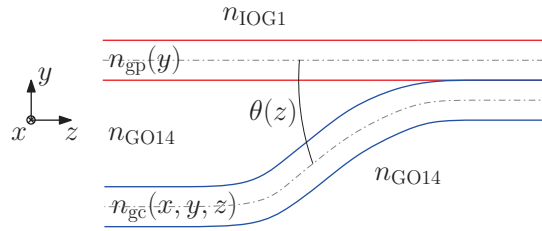


FIGURE 2.27 – Représentation schématique de la section d'interfaçage d'entrée de l'amplificateur hybride avec un guide plan d'extension non limitée.

On considère alors les indices effectifs des modes guidés par le guide plan et par le guide canal de l'amplificateur hybride dans la région où le guide canal atteint sa profondeur maximale de 20,24 μm . Injectant ces valeurs dans l'équation (2.23) on peut extraire la valeur de l'angle critique θ_c dans la section d'interfaçage pour les longueurs d'onde de pompe λ_p et de signal λ_s . Les valeurs des indices effectifs des modes guidés par le guide plan et par le guide canal,

notés respectivement $n_{\text{eff,gp}}$ et $n_{\text{eff,gc}}$, aussi bien que ceux de l'angle critique θ_c sont reportés dans le tableau 2.2.

	$\lambda_p = 976 \text{ nm}$	$\lambda_s = 1534 \text{ nm}$
$n_{\text{eff,gp}}$	1,51943	1,51088
$n_{\text{eff,gc}}$	1,51928	1,50976
θ_c	2,6 mrad	25,1 mrad

TABLEAU 2.2 – Indices effectifs des modes guidés par le guide plan et le guide canal enterré à 20,24 μm pour les longueurs d'onde de pompe λ_p et de signal λ_s .

Afin de pouvoir déduire le régime de fonctionnement de la section d'interface, il est encore nécessaire de connaître la valeur de l'angle θ entre les deux guides. Or, celle-ci dépend de la valeur maximale du champ appliqué et de la variation de son profil selon l'axe z , qui est liée à la taille du masque en face arrière utilisé lors de l'enterrage [131].

La figure 2.28(a) illustre l'évolution de la profondeur d'enterrage $p(z)$ du guide canal, dans le GO14, enterré sélectivement pendant 90 min à une température $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ avec un masque en face arrière de 2 cm et un champ $E_{\text{ext},y}$ qui atteint une valeur maximale de 450 kV/m. On remarque alors que 65% de la variation totale de la profondeur du guide a lieu dans la région masquée pour z compris entre -1 cm et -0,7 cm ; la même considération, par symétrie, est valable pour des valeurs de z qui vont de 0,7 cm à 1 cm. L'angle de branchement avec le guide plan peut être calculé, à partir de l'évolution du profil d'enterrage du guide $p(z)$, comme $\theta(z) \approx \frac{dp}{dz}$; il atteint la valeur maximale θ_{max} de 6 mrad et son allure, dans la section d'interface d'entrée de l'amplificateur hybride, est représentée en figure 2.28(b).

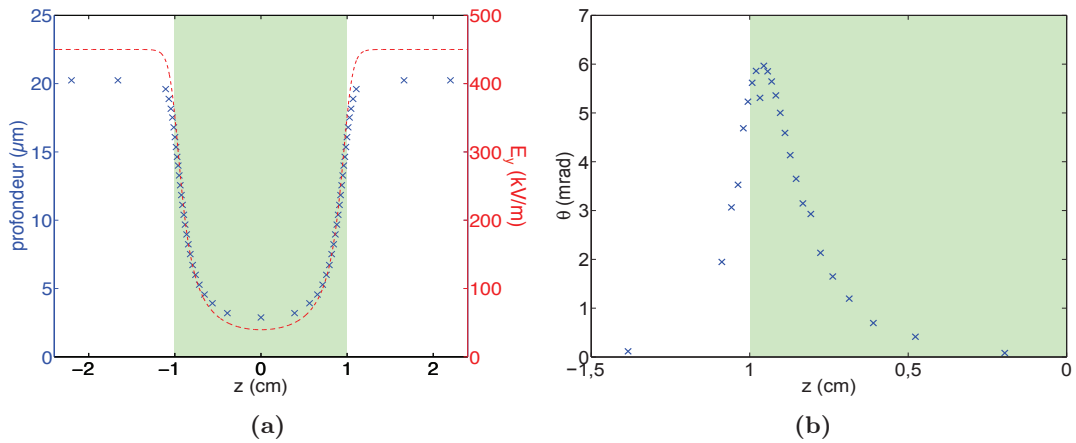


FIGURE 2.28 – (a) Profondeur d'enterrage $p(z)$ (x) en fonction du profil du champ électrique $E_{\text{ext},y}(z)$ (--) pour un enterrage de 90 min et une température T_{ent} de 260 $^\circ\text{C}$. (b) Évolution de l'angle de branchement θ selon l'axe de propagation z dans la section d'interface d'entrée de l'amplificateur hybride tridimensionnel. L'aire en vert clair indique la région masquée de l'échantillon.

Comparant l'allure de θ , de la figure 2.28(b), et les valeurs de l'angle critique à λ_p et λ_s , reportés dans le tableau 2.2, on se rend compte qu'on peut facilement déduire les régimes de

fonctionnement des sections d'interfaçage à λ_s , mais pas à λ_p .

En effet, à la longueur d'onde de pompe λ_p les deux régimes de séparateur modale aussi bien que d'interféromètre à deux modes peuvent exister. Cela est dû au fait que de l'angle θ , entre le guide plan et le guide canal, varie selon l'axe z et que pour z compris entre -1,07 cm et -0,87 cm il dépasse la valeur de l'angle critique $\theta_c = 2,6$ mrad alors que il reste inférieur à θ_c ailleurs. Une étude numérique est ainsi nécessaire pour déterminer le comportement électromagnétique de la section d'interfaçage à la longueur d'onde de pompe.

Au contraire, les données à notre disposition nous permettent de déterminer directement le comportement électromagnétique de la section d'interfaçage à la longueur d'onde de signal λ_s . En effet, à λ_s l'angle θ , entre le guide plan et le guide canal sélectivement enterré, est toujours inférieur à $\theta_c = 25,1$ mrad, ainsi la section d'interfaçage agit comme un séparateur modal. De plus, étant donné que $n_{\text{eff},gc} < n_{\text{eff},gp}$ à λ_s , la puissance injectée à la longueur d'onde de signal dans le guide canal sélectivement enterré de la section d'interfaçage devrait se propager que sur le mode 1 de la section active de l'amplificateur hybride. Or celle-ci est monomode, en conséquence, la puissance transportée par le guide canal sélectivement enterré sera rayonnée dans le volume du verre. De la même manière, si un signal laser est généré dans la section active du composant hybride, il se propagera dans le guide plan et ne pourra pas être récupéré dans le guide sélectivement enterré. Il est évident que ce comportement est préjudiciable pour la réalisation d'un amplificateur, aussi bien que d'un laser.

Afin de confirmer notre analyse, on s'est servi de la méthode de l'indice effectif pour obtenir une représentation équivalente en deux dimensions de la section d'interfaçage, représenté dans la figure 2.29. La propagation dans cette structure a ensuite été simulée par la méthode du faisceau propagée, aussi appelée BPM (*Beam Propagation Method*) [134], en utilisant le logiciel commercial OptiBPM.

La structure en figure 2.29 se présente alors comme une jonction Y asymétrique où les deux guides d'indice de réfraction $n_{gp,eq}$ et $n_{gc,eq}$ s'intersectent en $z = z_i$ avec une angle $\theta = \theta_{\text{max}}$ pour former un guide commun d'indice de réfraction $n_{hyb,eq}$.

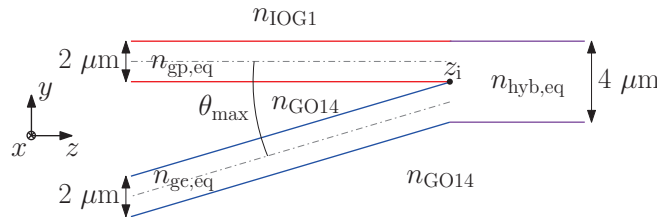


FIGURE 2.29 – Représentation bidimensionnelle équivalente de la section d'interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel; $n_{gc,eq}$, $n_{gp,eq}$ et $n_{hyb,eq}$ indiquent respectivement les indices de réfractions équivalents du guide canal sélectivement enterré, du guide plan et du guide formé par leur superpositions dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

Les valeurs des indices équivalents, $n_{gp,eq}$ et $n_{gc,eq}$, de la structure en figure 2.29 ont été choisies de manière à obtenir les mêmes indices effectifs des modes guidés par le guide plan et par le guide canal sélectivement enterré dans la section d'interfaçage, lorsque il se

trouve à une profondeur de 20,24 μm . De manière analogue $n_{\text{hyb,eq}}$ est l'indice effectif du mode guidé au centre de la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel, c'est à dire en $z = z_c = 0$ cm. Leurs valeurs à $\lambda_s = 1534$ nm sont reportées dans le tableau 2.3. L'angle de branchement entre les deux guides a été fixé à $\theta = \theta_{\text{max}} = 6$ mrad.

	guide plan	guide enterré	guide hybride
$n_{\text{eff},3\text{D}}$	1,51088	1,50974	1,51092
n_{eq}	1,51815	1,51612	1,51414
$n_{\text{eff},2\text{D}}$	1,51088	1,50973	1,51092

TABLEAU 2.3 – Récapitulatif des indices effectif des modes guidés dans la structure hybride tridimensionnelle $n_{\text{eff},3\text{D}}$, des indices équivalents n_{eq} utilisés dans la structure bidimensionnelle lors des simulations de propagation et des indices effectif $n_{\text{eff},2\text{D}}$ qui en résultent.

La figure 2.30 représente les résultats de la propagation dans l'équivalent bidimensionnel de la section d'interface obtenus avec le logiciel OptiBPM.

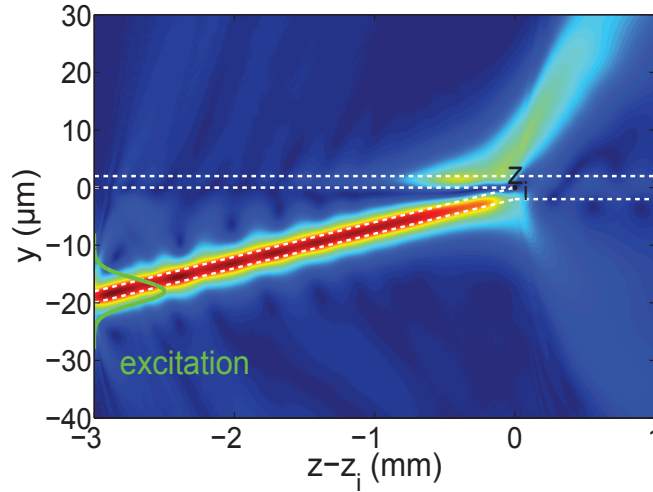


FIGURE 2.30 – Simulation de propagation dans la section d'interface d'entrée de l'amplificateur hybride tridimensionnel lorsque le guide sélectivement enterré est excité à λ_s .

Cette simulation confirme nos prévisions, car la puissance transportée par le mode guidé dans le guide sélectivement enterré est rayonnée dès que ce guide s'approche de la jonction avec le guide plan en $z = z_i$. Il est donc inutile de s'attarder sur l'étude du comportement électromagnétique de la section d'interface à λ_p puisque l'interaction entre le guide canal sélectivement enterré et le guide plan à λ_s empêche la réalisation d'un amplificateur, et a fortiori d'un laser, hybride tridimensionnel avec un guide plan qui occupe toute la surface du substrat.

Donc, pour garantir un bon fonctionnement aux longueurs d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p , il se révèle nécessaire de limiter l'extension du guide plan dans le substrat actif. Ainsi dans la suite on étudiera de ce type de structure d'interface.

2.4.5 Section d'interfaçage : délimitation de l'échange Ag^+/Na^+ dans le superstrat

La figure 2.31 représente la vue en coupe des sections d'interfaçage d'entrée et de sortie de l'amplificateur hybride tridimensionnel lorsque le guide plan, réalisé dans le superstrat, a une longueur finie. Pour éviter tout effet de type jonction Y asymétrique l'extension de la surface du superstrat exposée à l'échange Ag^+/Na^+ est limitée à la région où le guide canal sélectivement enterré effleure l'interface entre les deux verres. La longueur de la section active de l'amplificateur hybride est donc fixée par celle du guide plan défini dans le superstrat.

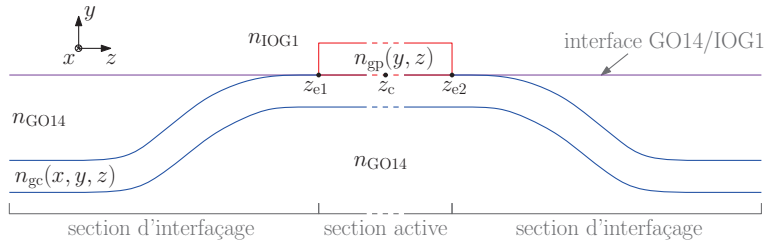


FIGURE 2.31 – Représentation des sections interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel lorsque le guide plan dans l'IOG1 présente une extension limitée.

La limitation du guide plan fait ainsi apparaître deux transitions aux bords de la région active, en z_{e1} et z_{e2} . Il est nécessaire de s'intéresser de plus près à la forme de ces deux transitions, car elles peuvent être source de pertes pour les modes guidés par la structure et par conséquent impacter négativement le fonctionnement de l'amplificateur tridimensionnel.

Nous analysons alors le profil d'indice de réfraction dans l'IOG1 en proximité de z_{e1} , montré en figure 2.32. Ce profil d'indice est obtenu, avec les paramètres d'échange fixé auparavant et, en limitant la région échangée dans le superstrat avec un masque qui présente une ouverture de largeur $L_{gp} = z_{e2} - z_{e1}$.

On remarque ainsi comme le passage entre le superstrat vierge et superstrat échangé se fait sur une courte distance, inférieure à 10 μm . Or, vue la faible différence d'indice entre la région vierge et celle échangée du superstrat, on peut négliger l'effet des pertes de réflexion de Fresnel au passage entre le section d'interfaçage et celle active. Néanmoins on s'intéresse aux pertes dues à la variation du profil des modes guidés, que l'on peut déjà supposer importantes. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le guide plan réalisé dans le superstrat modifie le profil des modes guidés dans la structure de manière à concentrer plus de 70% de leur puissance dans le superstrat. Pour estimer ce type de pertes, dues à un changement soudain du profil du mode guidé, on considère que la transition entre le superstrat vierge et le superstrat échangé a lieu de manière abrupte. Alors, en sachant que l'ensemble des modes guidés et rayonnés d'un guide forment une base complète et normée dans le sens de la puissance [114], l'efficacité de

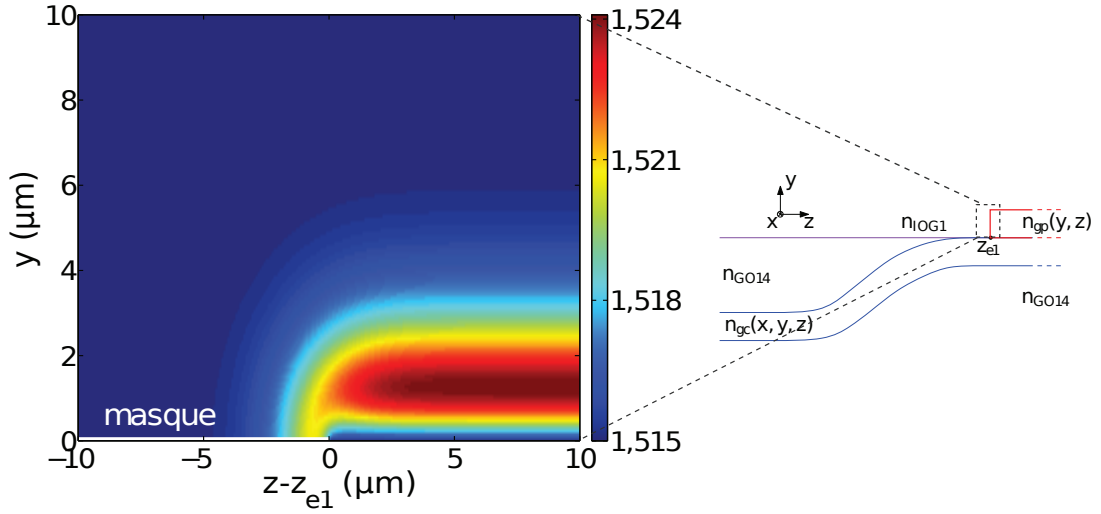


FIGURE 2.32 – Zoom du profil d'indice du superstrat, à λ_p , en proximité de z_{e1} . La ligne blanche continue montre la position du masque lors de l'échange.

couplage entre le mode guidé avant et après la discontinuité est donnée par :

$$C_{m,n} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_m(x,y) \Phi_n^*(x,y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_m(x,y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi_n(x,y)|^2 dx dy} \quad (2.24)$$

où $\Psi_m(x,y)$ et $\Phi_n(x,y)$ sont les profils des modes m et n guidés avant et après z_{e1} . Les pertes par couplage en dB sont calculées à partir de l'équation 2.24 comme il suit :

$$\alpha'_C = 10 \log_{10}(C_{m,n}) \quad (2.25)$$

Or, en faisant l'hypothèse que le profil du guide canal en proximité de z_{e1} et z_{e2} soit égal à celui au centre de la section active, en $z = z_c = 0 \mu m$, on utilise ce dernier pour extraire le profils d'indice des modes guidés en $z_{e1} - \Delta z$ et $z_{e1} + \Delta z$ et calculer leur pertes de couplage.

Les figures 2.33(a) et 2.33(b) représentent, respectivement, le profil d'amplitude des modes guidés à λ_p en $z_{e1} - \Delta z$ et $z_{e1} + \Delta z$.

En comparant les deux profils on remarque immédiatement que le premier est localisé en dessous de l'interface GO14/IOG1 alors que le deuxième concentre son énergie au dessus de cette dernière. Ce type de comportement est aussi observable pour les modes guidés à la longueur d'onde de signal. Cette première analyse nous amène à s'attendre à des pertes importantes à chaque transition entre la section active et les sections d'interfaçage. En effet, les pertes de couplages sont alors estimées à l'aide des équations (2.24) et (2.25) à 8,8 dB/transition à λ_p et 3,5 dB/transition à λ_s .

Afin de réduire ces pertes, il est nécessaire de rendre la transition entre la section d'inter-

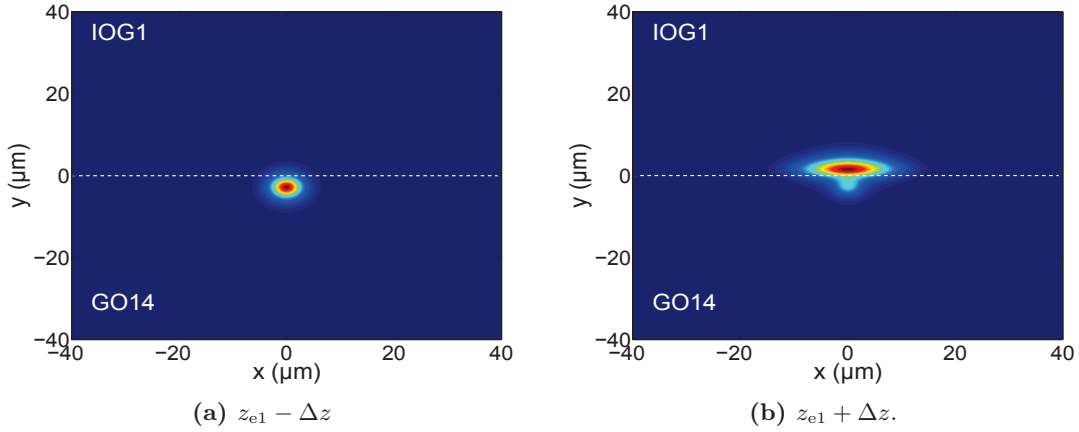


FIGURE 2.33 – Profil d’amplitude des modes guidés à λ_p avant (a) et après (b) z_{e1} .

façage et celle active moins abrupte comme illustré dans la figure 2.34.

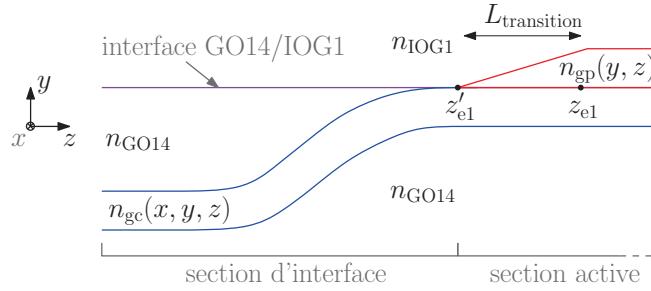


FIGURE 2.34 – Représentation de la section d’interface avec un guide plan l’IOG1 d’extension limitée présentant une variation graduelle de son indice de réfraction.

Pour modéliser la propagation des modes guidés, lorsque une transition est réalisée au niveau du guide plan, on a eu à nouveau recours à un équivalent bidimensionnel de l’amplificateur hybride tridimensionnel. Cette structure équivalente est représentée en figure 2.35. Comme l’on peut voir, dans la structure simulée, le guide canal a été interrompu au niveau de la région active. Cela a été fait après avoir constaté que les indices effectifs des modes guidés dans la région active se rapprochent fortement des ceux du guide plan. Ainsi, dans ce modèle bidimensionnel, on a décidé de négliger l’existence du guide canal dans la région active. De plus, en faisant ainsi, on considère le pire cas possible au niveau du couplage entre les sections d’interface et celle active. Dans le modèle bidimensionnel, l’épaisseur du guide plan et du guide canal a été fixée à $2 \mu\text{m}$ et l’indice équivalent du guide plan $n_{gp,eq}$ est égal à celui déjà utilisé pour l’étude de la section d’interface avec un guide plan illimité. L’indice équivalent du guide canal $n_{gc,eq}$ a été choisi de manière à obtenir le même indice effectif des modes guidés juste avant la section active, là où le superstrat n’est pas échangé. Pour calculer cela, on a encore une fois utilisé la distribution d’indice du guide canal au centre de la région active. Les valeurs de $n_{gc,eq}$ sont reportés dans le tableau 2.4.

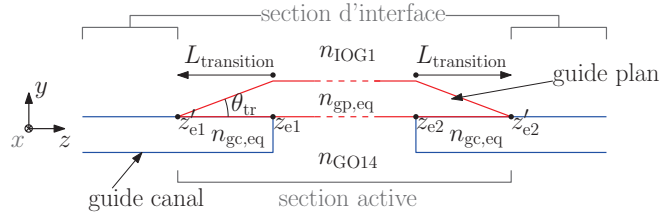


FIGURE 2.35 – Équivalent bidimensionnel de l'amplificateur hybride tridimensionnel employé pour évaluer les pertes de couplage entre la section d'interfaçage et celle active lorsque le guide plan, d'extension limitée, dans l'IQG1 présente une variation graduelle de son indice de réfraction.

	guide plan		guide canal	
	λ_p	λ_s	λ_p	λ_s
$n_{\text{eff},3D}$	1,51943	1,51088	1,51762	1,50842
$n_{\text{eq},gc}$	1,52441	1,51815	1,52180	1,51245
$n_{\text{eff},2D}$	1,51943	1,51088	1,51762	1,50842

TABEAU 2.4 – Récapitulatif des indices effectifs des modes guidés dans la structure hybride tridimensionnelle $n_{\text{eff},3D}$ et des indices équivalents n_{eq} utilisés dans la structure bidimensionnelle lors des simulations de propagation. La ligne $n_{\text{eff},2D}$ indique les valeurs de l'indice effectif obtenues dans la structure bidimensionnelle équivalente.

Lors du dimensionnement de la transition du guide plan, on fait varier $L_{\text{transition}}$ en gardant fixe les points z_{e1} et z_{e2} et en déplaçant les points z'_{e1} et z'_{e2} . L'évolution des pertes de chaque interface en fonction de $L_{\text{transition}}$ est reportée, pour les longueurs d'onde de pompe et de signal, dans les figures 2.36(a,b). Ces figures mettent en évidence que les pertes minimales qui peuvent être atteintes en limitant l'extension du guide plan sont de à 0,46 dB à λ_p à 0,23 dB à λ_s . Pour obtenir ces valeurs de pertes, il est nécessaire de réaliser des transitions d'une longueur

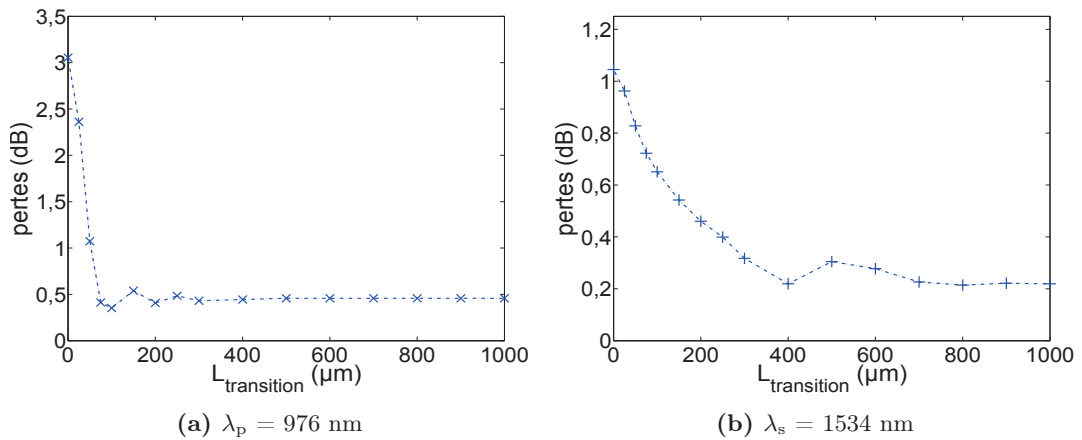


FIGURE 2.36 – Évolution des pertes de chaque transition en fonction de $L_{\text{transition}}$ pour à λ_p et λ_s .

$L_{\text{transition}}$ supérieures à 0,7 mm. De plus, on constate qu'une transition de 25 μm de longueur a un effet très faible sur la diminution des pertes dues au passage de la section d'interface et celle active, ou vice-versa. Cela justifie pleinement le fait d'avoir considéré précédemment le passage de la région du superstrat vierge à celle échangée comme abrupte. Finalement, on remarque de ces figures que les pertes en absence de toute transition sont de 1,3 dB à λ_s et 3,1 dB à λ_p . Ces pertes sont inférieures à celles calculées avec l'équation (2.24). Cet écart est dû au fait que dans la structure bidimensionnelle on perd les informations sur le confinement latéral des modes.

Connaissant les limites de cette simulation bidimensionnelle, on retient donc que pour minimiser les pertes de l'amplificateur hybride il est nécessaire de réaliser des régions de transitions d'au moins 700 μm .

Ainsi, cette architecture d'interfaçage est choisie pour implémenter l'amplificateur hybride tridimensionnel car elle permet de préserver un bon fonctionnement du dispositif hybride. De plus les pertes qui existent entre la section active et celle d'interfaçage peuvent vraisemblablement être réduites, en soignant les transitions entre ces deux régions, afin d'obtenir des valeurs inférieures à 0,3 dB/interface à λ_s et de 0,5 dB/interface à λ_p . Ces pertes sont, a priori compatibles avec la réalisation d'un amplificateur hybride tridimensionnel, et par conséquent avec celle du laser hybride tridimensionnel. En effet, le coefficient de gain dans l'amplificateur hybride réalisé par Florant Gardillou se lève à 3,66 dB/cm [94]. Si cette même valeur est atteinte dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel, une longueur de 1 cm de cette dernière sera suffisante pour obtenir une amplification à la longueur d'onde du signal qui dépasse les 3 dB. On peut ainsi considérer que cette architecture d'amplificateur hybride tridimensionnel est validée du point de vue électromagnétique, ce qui nous permet d'examiner plus en détail son comportement en tant qu'amplificateur avant de passer à sa réalisation.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons traité le dimensionnement électromagnétique de l'amplificateur hybride tridimensionnel obtenu par la superposition d'un guide plan réalisé par échange d'ions dans le verre actif et superposé à un guide canal sélectivement enterré dans le verre passif.

Pour cela, nous avons repris les principes de la propagation guidée permettant de modéliser le comportement électromagnétique de la structure hybride tridimensionnelle. Ensuite nous avons rappelé la théorie de l'échange d'ions et vu les phénomènes qui interviennent lors de la réalisation des différents types des guides : les guides de surface, les enterrés et ceux qui sont sélectivement enterrés.

Ainsi, nous avons mis en évidence les principaux défis à relever lors de la conception l'amplificateur hybride tridimensionnel et présenté deux différentes structures pour le réaliser. Dans la première le guide plan est défini sur toute la surface du superstrat actif, lorsque dans la deuxième son extension est limitée à la région où le guide du substrat effleure l'interface

entre les deux verres.

Étant donné la complexité du dimensionnement d'un tel dispositif, nous avons alors divisé l'amplificateur hybride en trois régions fonctionnelles : une section active et deux sections d'interfaçage. Dans la section active le guide canal effleure l'interface entre les deux verres et les modes guidés interagissent avec le superstrat actif. Dans les sections d'interfaçage le guide sélectivement enterré fait le lien entre la profondeur du substrat et l'interface entre ce dernier et le verre actif.

La validation du dimensionnement de l'amplificateur hybride a donc été faite en s'assurant que dans la section active les modes guidés aient une interaction avec le superstrat supérieure à 70%. Ce critère a été établi en se référant aux caractéristiques électromagnétiques de l'amplificateur hybride réalisé par Florent Gardillou, employant un échange thallium et un amincissement mécanique du superstrat, qui a permis d'obtenir un coefficient gain de 3,66 dB/cm. Après avoir choisi des paramètres d'échange du guide plan et du guide canal sélectivement enterrés qui satisfont ce critère d'interaction on est passé à l'étude des sections d'interfaçage.

On a alors conclu que, afin de préserver le guidage à la longueur d'onde de signal dans l'amplificateur hybride, il est nécessaire de limiter l'extension du guide plan à la région où le guide sélectivement enterré est à la surface. La variation d'indice de réfraction entre la région vierge du guide plan et celle échangée doit néanmoins être douce afin de limiter les pertes de couplage entre chaque section d'interface et celle active. En réalisant des transitions de 700 μm de long, il est possible de réduire les pertes dues à l'interfaçage à moins de 1 dB.

Chapitre 3

Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride

Sommaire

3.1	Introduction	79
3.2	Théorie de l'amplification optique	80
3.2.1	L'interaction photon matière	80
3.2.2	Le verre IOG1 codopé erbium-ytterbium	83
3.2.3	L'amplification dans un guide d'onde	88
3.3	Réalisation et caractérisation du guide amplificateur hybride	90
3.3.1	Calcul théorique du gain	91
3.3.2	Procédé de fabrication du guide amplificateur hybride	92
3.3.3	Caractérisations passives	94
3.3.4	Validation de la structure amplificatrice	100
3.4	Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel	108
3.4.1	Re-dimensionnement et gain théorique	109
3.4.2	Procédé technologique	112
3.4.3	Caractérisation des guides sélectivement enterrés	115
3.4.4	Caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel	121
3.5	Conclusion	126

3.1 Introduction

L'amplificateur hybride tridimensionnel a été dimensionné au chapitre 2 en prenant uniquement en compte les caractéristiques électromagnétiques de la structure hybride. Cela a

permis d'aboutir à une architecture qui présente une bonne interaction des modes guidés avec le superstrat actif, garantit le guidage tout le long de la structure et limite ses pertes.

Le bon recouvrement des modes à la longueur d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p dans le milieu actif est une condition nécessaire, mais non suffisante, pour s'assurer que l'amplification du mode guidé à λ_s ait lieu dans le guide hybride. Pour vérifier cela, il est nécessaire de considérer les propriétés spectroscopiques du verre actif et de modéliser l'amplification optique dans un guide d'onde.

Ainsi, dans la première partie de ce chapitre nous introduisons les principes de l'amplification optique pour les appliquer au verre IOG1 codopé par des ions erbium et ytterbium, qui constitue le milieu amplificateur de la structure hybride. Nous présenterons ensuite le modèle employé pour décrire l'amplification dans le guide hybride. Ce dernier sera utilisé pour valider la possibilité d'obtenir de l'amplification optique dans les structures hybrides dimensionnées au chapitre précédent. La deuxième partie du chapitre sera dédiée à la fabrication et à la caractérisation de l'amplificateur hybride basé sur un guide canal, réalisé par échange thermique Ag^+/Na^+ à la surface du substrat passif, et chargé par un guide plan, défini par le même type d'échange dans le verre actif. Seulement après avoir vérifié la présence de gain optique dans cette structure, on passera à la réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

3.2 Théorie de l'amplification optique

3.2.1 L'interaction photon matière

L'amplification optique est régie par le phénomène d'émission stimulée, introduit pour la première fois par Albert Einstein en 1917. Dans son article « De la nature quantique du rayonnement » [135], il propose un modèle phénoménologique, comprenant trois types d'interaction possible entre photons et atomes : l'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée. Ces trois phénomènes sont représentés en figure 3.1.

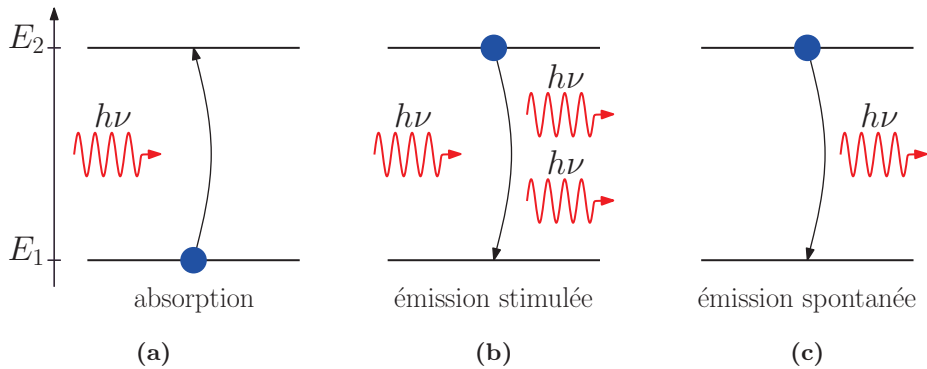


FIGURE 3.1 – Schéma des interactions fondamentales photon-matière.

Pour étudier plus en détail ces interactions dans un milieu amplificateur, on considère un

matériau contenant une densité volumique N_T d'atomes qu'on appellera par la suite actifs. Comme représenté en figure 3.1, on suppose que les atomes actifs du matériau peuvent se trouver uniquement dans un état de repos, caractérisé par une énergie E_1 , ou dans un état excité, d'énergie E_2 . Il est possible alors, à partir de l'état énergétique des atomes actifs, de diviser N_T en deux densités volumiques de populations N_1 et N_2 , telles que $N_1 + N_2 = N_T$.

Lorsque un flux ϕ_ν de photons d'énergie $h\nu \approx E_2 - E_1$ traverse ce matériau, les atomes actifs qui se trouvent au niveau d'énergie fondamental E_1 peuvent absorber, avec une certaine probabilité, les photons du flux ϕ_ν et passer à l'état excité E_2 . Cette transition est représentée en figure 3.1(a).

Réciproquement, il existe une probabilité non nulle que les atomes actifs qui possèdent une énergie E_2 interagissent avec les photons du flux ϕ_ν . Ils se désexcitent alors en générant un photon identique à celui qui a induit leur retour au niveau fondamental E_1 . C'est le phénomène d'émission stimulée, illustré en figure 3.1(b).

Or, comme on peut voir en figure 3.1(c), l'interaction avec le flux de photons n'est pas une condition nécessaire pour induire la désexcitation des atomes, depuis l'état E_2 , vers leur niveau d'énergie fondamentale. En effet, les atomes excités peuvent revenir à leur état de repos en émettant spontanément un photon d'énergie $h\nu$.

Les densités de probabilité volumiques, W_{ab} , W_{st} et W_{sp} , respectivement associées aux phénomènes d'absorption, d'émission stimulée et d'émission spontanée sont régies par les équations suivantes :

$$W_{ab} = \phi_\nu \sigma(\nu) N_1 \quad (3.1a)$$

$$W_{st} = \phi_\nu \sigma(\nu) N_2 \quad (3.1b)$$

$$W_{sp} = \frac{1}{\tau_r} N_2 \quad (3.1c)$$

où $\sigma(\nu)$ est la section efficace, représentant la force de l'interaction atome-photon pour la transition $E_1 \leftrightarrow E_2$, et τ_r est la durée de vie radiative de l'atome dans son état excité E_2 . Ces équations mettent en évidence que les densités de probabilité volumique d'absorption et d'émission stimulée sont directement proportionnelles au flux de photons et à la densité volumique d'atomes qui se trouvent à l'état énergétique fondamental ou excité. L'émission spontanée, au contraire, dépend uniquement de la densité d'atomes au niveau énergétique E_2 .

A partir des équations (3.1), on peut décrire l'évolution spatiale du flux de photons ϕ_ν qui traverse le matériau, avec une direction de propagation parallèle à l'axe z , comme :

$$\frac{d\phi_\nu}{dz} = W_{st} - W_{ab} + \xi W_{sp} \quad (3.2)$$

où ξ est un coefficient positif, inférieur à l'unité, qui tient compte du fait que seule une partie des photons générés par émission spontanée se propage parallèlement à z . Par conséquence, la contribution de l'émission spontanée est négligeable au premier ordre et l'équation (3.2) est

réécrite :

$$\frac{d\phi_\nu}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma(\nu)\phi_\nu = \gamma(\nu)\phi_\nu \quad (3.3)$$

On déduit alors que le flux ϕ_ν est amplifié le long de la direction de propagation si le coefficient de gain linéique du milieu $\gamma(\nu)$ est positif, c'est à dire si $N_2 > N_1$. Cette condition est dite « d'inversion de population » car la densité des atomes dans l'état excité E_2 est alors supérieure à celle des atomes dans l'état fondamental E_1 . Pour déterminer la valeur de $\gamma(\nu)$, il faut alors s'intéresser aux densités des population N_1 et N_2 en régime stationnaire. Leur évolution temporelle est décrite par les équations suivantes

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \phi_\nu\sigma(\nu)N_2 - \phi_\nu\sigma(\nu)N_1 + \frac{N_2}{\tau_r} \\ \frac{dN_2}{dt} = - \left[\phi_\nu\sigma(\nu)N_2 - \phi_\nu\sigma(\nu)N_1 + \frac{N_2}{\tau_r} \right] \end{cases} \quad (3.4)$$

La solution des équations (3.4) en régime stationnaire donne la relation :

$$\frac{N_1}{N_2} = 1 + \frac{1}{\tau_r\sigma(\nu)\phi_\nu} \quad (3.5)$$

On remarque que le rapport N_1/N_2 est toujours supérieur à l'unité et, par conséquence, l'inversion de population ne peut pas avoir lieu dans un milieu à deux niveaux. Ainsi, le coefficient de gain $\gamma(\nu)$ étant toujours négatif, le flux de photons ϕ_ν qui traverse le matériau n'est pas amplifié, mais plutôt absorbé au cours de la propagation.

Pour amplifier le flux ϕ_ν , il est nécessaire d'avoir recours à un phénomène externe qui, comme une pompe, peuple le niveau E_2 des atomes aux dépens du niveau E_1 . En rajoutant un débit, ou taux de pompage, R_p dans les équations (3.4), on obtient, en régime stationnaire, la relation suivante :

$$N_1\phi_\nu\sigma(\nu) + R_p = N_2\phi_\nu\sigma(\nu) + \frac{N_2}{\tau_r} \quad (3.6)$$

Celle-ci réécrite sous la forme :

$$N_2 - N_1 = \frac{1}{\phi_\nu\sigma(\nu)} \left(R_p - \frac{N_2}{\tau_r} \right) \quad (3.7)$$

met en évidence qu'il est possible d'obtenir la condition d'inversion de population, $N_2 > N_1$, si le taux de pompage R_p est supérieur à N_2/τ_r , la densité de probabilité d'émission spontanée par unité de volume. Le pompage, indépendamment de sa nature [50] électrique, optique ou chimique, fait généralement intervenir des transitions énergétiques supplémentaires.

La figure 3.2 présente un exemple de schéma de pompage optique qui utilise trois niveaux d'énergie, appelés E_1 , E_2 et E_3 . Le milieu amplificateur est traversé par deux flux de photons ϕ_p , le flux de pompe, et ϕ_s , le flux de signal. Le premier est responsable du pompage optique, tandis que le deuxième est le flux à amplifier. Les photons du flux ϕ_p sont caractérisés par une

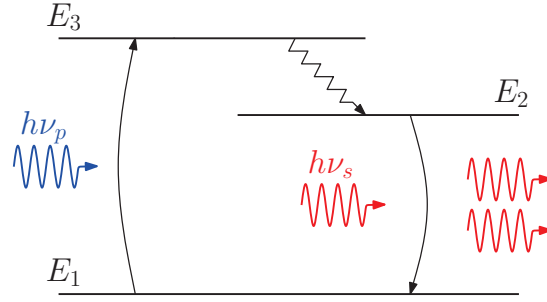


FIGURE 3.2 – Schéma de pompage optique dans le cas d'un système atomique présentant trois niveaux énergétiques.

énergie $h\nu_p = E_3 - E_1$ et excitent les atomes actifs du milieu de l'état fondamental E_1 à celui excité d'énergie E_3 . Depuis ce dernier, les atomes se dés excitent rapidement vers le niveau E_2 et interagissant avec les photons de signal, d'énergie $h\nu_s = E_2 - E_1$. Ils émettent alors un photon par émission stimulée. Si la probabilité de dés excitation non radiative du niveau $E_3 \rightarrow E_2$ est supérieure à la probabilité de la transition $E_3 \rightarrow E_1$, la condition d'inversion des populations, $N_2 > N_1$, peut être atteinte permettant alors l'amplification du flux de photons ϕ_s .

3.2.2 Le verre IOG1 codopé erbium-ytterbium

Le milieu amplificateur choisi pour réaliser le laser hybride tridimensionnel est le verre phosphate IOG1 de Schott. Dans notre cas, ce verre est codopé par des ions erbium et ytterbium avec des concentrations respectives de $2,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ et $3,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$.

La figure 3.3 montre les niveaux énergétiques des ions Er^{3+} et Yb^{3+} impliqués dans l'amplification des longueurs d'onde centrées autour de $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$, quand on emploie un schéma de pompage optique à $\lambda_p = 976 \text{ nm}$. On reconnaît alors que l'erbium est un système atomique à trois niveaux dans lequel le pompage optique à λ_p excite l'atome de son niveau fondamental $^4\text{I}_{15/2}$ au niveau métastable $^4\text{I}_{11/2}$. Par la suite, on notera respectivement $\sigma_{\text{abs,p}}^{\text{Er}}$ et $\sigma_{\text{st,p}}^{\text{Er}}$ les

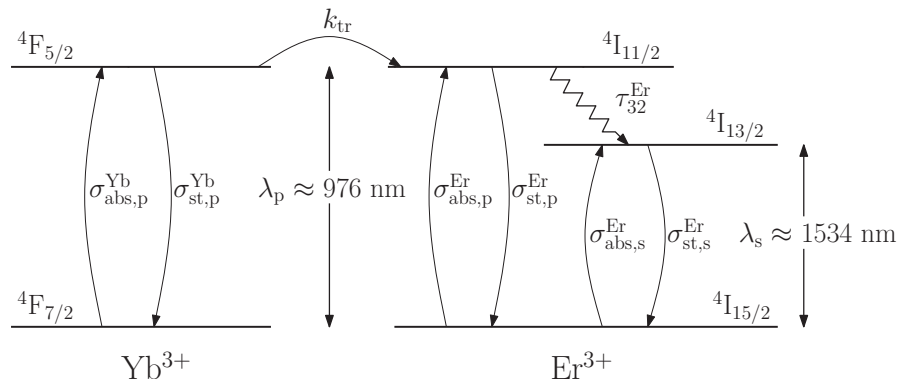


FIGURE 3.3 – Représentation simplifiée des niveaux et transitions énergétiques des ions erbium et ytterbium intervenant dans l'amplification à $\lambda = 1534 \text{ nm}$.

sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition ${}^4I_{11/2} \leftrightarrow {}^4I_{13/2}$. L'allure de $\sigma_{\text{abs,p}}^{\text{Er}}$ dans l'IOG1 est reportée en figure 3.4(a).

Quand l'atome d'erbium se trouve au niveau excité ${}^4I_{11/2}$, il peut, en générant des phonons dans la matrice vitreuse, se désexciter de manière non radiative sur le niveau métastable ${}^4I_{13/2}$. Cette transition ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ est caractérisée par la constante de temps τ_{32}^{Er} . Finalement, l'émission stimulée a lieu entre le niveau ${}^4I_{13/2}$ et le niveau fondamental ${}^4I_{15/2}$. Les sections efficaces d'absorption $\sigma_{\text{s,abs}}^{\text{Er}}$ et d'émission stimulée $\sigma_{\text{s,st}}^{\text{Er}}$ de cette transition dans l'IOG1 sont représentées dans la figure 3.4(b).

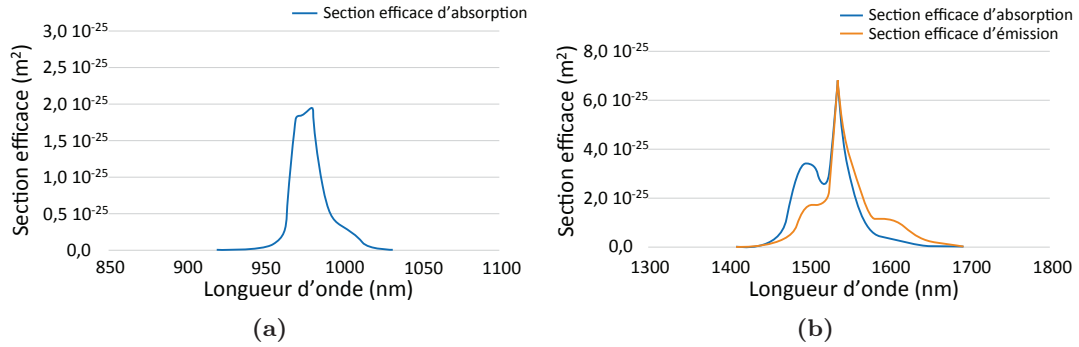


FIGURE 3.4 – (a) Section efficace d'absorption proche de λ_p et (b) sections efficaces d'absorption et d'émission autour de λ_s pour les ions Er^{3+} dans le verre IOG1, d'après [128].

On peut constater de la figure 3.4(b) que les sections efficaces d'émission et d'absorption évoluent de manière différente en fonction de la longueur d'onde. Cet effet est dû aux dégénérescences des niveaux d'énergie des ions Er^{3+} qui apparaissent quand ils sont hôtes d'une matrice vitreuse [136]. On remarque enfin que la section efficace d'absorption des ions Er^{3+} à λ_p est de $1,9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$. Cette valeur est relativement faible et produit des modestes valeurs de gain linéique à λ_s . Ainsi, pour augmenter l'efficacité d'absorption des photons à λ_p , le verre IOG1 est codopé par des ions erbium et ytterbium. Car, comme illustré par la figure 3.3, la transition entre le niveau fondamental ${}^4F_{7/2}$ et celui métastable ${}^4F_{5/2}$ des ions Yb^{3+} leur permet d'absorber et d'émettre des photons à λ_p . Les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée associées à cette transition seront, respectivement, indiquées par $\sigma_{\text{p,abs}}^{\text{Yb}}$ et $\sigma_{\text{p,st}}^{\text{Yb}}$.

La section efficace d'absorption $\sigma_{\text{p,abs}}^{\text{Yb}}$ de la transition ${}^4F_{7/2} \leftrightarrow {}^4F_{5/2}$ atteint, dans le cas du verre IOG1 codopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$, une valeur de $10,4 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ à λ_p [128], plus que cinq fois supérieure à celle de la transition ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ dans les ions Er^{3+} . Ainsi, la probabilité d'absorption d'un photon à λ_p est bien plus grande dans les ions d'ytterbium que dans ceux d'erbium. Le codopage erbium-ytterbium est donc employé pour augmenter artificiellement la section efficace d'absorption de l'erbium car, si un atome d'ytterbium dans son état excité se trouve à proximité d'un atome d'erbium dans son état fondamental, un transfert d'énergie entre les deux ions peut avoir lieu. Ce transfert, non radiatif et non dissipatif, produit une excitation de l'ion erbium de ${}^4I_{15/2}$ à ${}^4I_{11/2}$ et une désexcitation de l'ion ytterbium vers son état fondamental ${}^4F_{7/2}$. La densité de probabilité volumique associée à cet événement est

proportionnelle à la constante de transfert k_{tr} , à la densité des ions Yb^{3+} qui se trouvent à l'état excité et à celle des ions Er^{3+} à l'état fondamental. L'efficacité du transfert énergétique entre ces deux types d'ions peut être supérieure au 95% dans le verre IOG1 [88].

Les transitions présentées jusqu'à ici sont celles qui participent à l'amplification du flux de photons ϕ_s à la longueur d'onde de signal λ_s qui traverse le verre IOG1 quand ce dernier est éclairé par un deuxième flux des photons ϕ_p , à λ_p . Néanmoins, pour modéliser l'amplification dans le verre IOG1, il est nécessaire d'introduire d'autres transitions, qui ne participent pas à l'amplification, mais qui sont néanmoins présentes lorsque les deux flux de photons traversent le milieu. Ces transitions sont généralement qualifiées de « parasites » car elles limitent le coefficient de gain maximum du milieu amplificateur en réduisant, directement ou indirectement, la densité de population des atomes du niveau metastable $^4\text{I}_{13/2}$ de l'erbium. Cette densité de population sera appelée N_2 par la suite. De la même manière, les densités volumiques associées aux niveaux $^4\text{I}_{15/2}$ et $^4\text{I}_{11/2}$ de l'erbium seront notées N_1 et N_3 . Finalement, N_a et N_b représenteront respectivement les populations des niveaux $^4\text{F}_{7/2}$ et $^4\text{F}_{5/2}$ de l'ytterbium.

La figure 3.5 présente les principales transitions énergétiques qui interviennent lors du processus d'amplification. Celles qui ne seront pas utilisées dans la modélisation de l'amplificateur erbium-ytterbium sont représentées avec un trait discontinu.

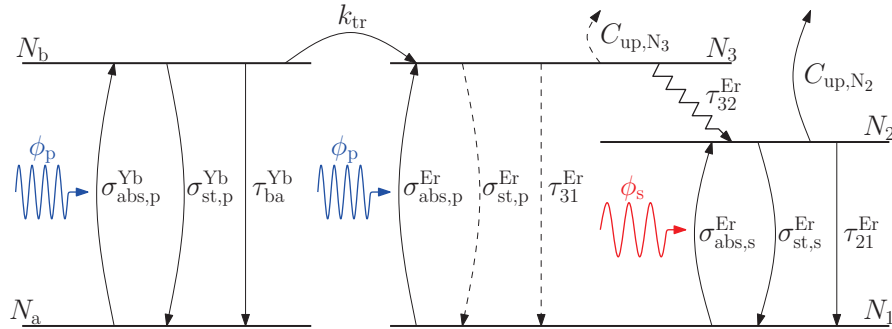


FIGURE 3.5 – Schéma des principales transitions énergétiques d'un système $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Celles représentées avec un trait discontinu ne seront pas prises en compte dans la modélisation de l'IOG1.

Le premier des deux phénomènes parasites considérés est celui de la désexcitation spontanée des atomes se trouvant dans un état métastable, vers le niveau d'énergie fondamental. La désexcitation peut avoir lieu de manière radiative, en émettant un photon, ou non radiative, en produisant des phonons. Ce sont alors la durée de vie radiative τ_r et celle non radiative τ_{nr} , qui déterminent la durée de vie τ du niveau métastable, comme mis en évidence par l'équation :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (3.8)$$

De même, τ_{ba}^{Yb} , τ_{31}^{Er} et τ_{21}^{Er} dans la figure 3.5 indiquent les durées de vie des niveaux métastables $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$ et $^4\text{I}_{13/2}$.

Le deuxième phénomène parasite pris en compte concerne l'interaction mutuelle entre deux ions Er^{3+} qui se trouvent dans le même état métastable. En effet, si deux ions erbium au ni-

veau d'énergie $^4I_{13/2}$ sont suffisamment proches, l'un d'entre eux peut se désexciter au niveau fondamental et exciter l'autre au niveau $^4I_{9/2}$: la population du niveau métastable $^4I_{13/2}$ perd donc deux éléments simultanément. La densité de probabilité volumique de ce phénomène dépend linéairement du coefficient de *up-conversion* C_{up,N_2} . Un phénomène similaire se produit pour les atomes excités au niveau $^4I_{11/2}$, avec une densité de probabilité volumique proportionnelle à C_{up,N_3} : suite au transfert d'énergie, l'un des deux atomes est excité au niveau $^4F_{7/2}$ de l'atome d'erbium et l'autre se retrouve au niveau fondamental.

Les propriétés amplificatrices des verres codopés erbium-ytterbium sont généralement modélisées en faisant l'hypothèse que la transition non radiative $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ est quasi instantanée [136]. Cela signifie que le temps de vie τ_{32}^{Er} tends vers zéro et que la densité de population N_3 est considérée comme nulle. De ce fait, tous les phénomènes parasites qui intéressent le niveau énergétique $^4I_{11/2}$, la désexcitation vers l'état fondamental et l'*up-conversion*, sont négligés. Les équations qui décrivent l'évolution du système ont alors la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -N_1\sigma_{abs,p}^{Er}\phi_p - N_1\sigma_{abs,s}^{Er}\phi_s + N_2\sigma_{st,s}^{Er}\phi_s + \frac{N_2}{\tau_{21}^{Er}} - k_{tr}N_bN_1 + C_{up,N_2}N_2^2 \\ \frac{dN_2}{dt} = +N_1\sigma_{abs,p}^{Er}\phi_p + N_1\sigma_{abs,s}^{Er}\phi_s - N_2\sigma_{st,s}^{Er}\phi_s - \frac{N_2}{\tau_{21}^{Er}} + k_{tr}N_bN_1 - C_{up,N_2}N_2^2 \\ \frac{dN_a}{dt} = -N_a\sigma_{abs,p}^{Yb}\phi_p + N_b\sigma_{em,p}^{Yb}\phi_p + \frac{N_b}{\tau_{ba}^{Yb}} + k_{tr}N_bN_1 \\ \frac{dN_b}{dt} = +N_a\sigma_{abs,p}^{Yb}\phi_p - N_b\sigma_{em,p}^{Yb}\phi_p - \frac{N_b}{\tau_{ba}^{Yb}} - k_{tr}N_bN_1 \end{cases} \quad (3.9)$$

où ϕ_p et ϕ_s sont bien les flux des photons à λ_p et à λ_s .

À partir de ce système d'équations, on recherche la solution stationnaire pour N_2 , la densité de population de l'erbium dans son état métastable $^4I_{13/2}$. Nous sommes alors amenés à résoudre l'équation de troisième degré suivante [89] :

$$N_2^3 + \mathcal{A}N_2^2 + \mathcal{B}N_2 + \mathcal{C} = 0 \quad (3.10)$$

Les coefficients $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ de l'équation 3.10 sont définis comme :

$$\mathcal{A} = \frac{a_1k_{tr} - a_3C_{up,N_2}}{k_{tr}C_{up,N_2}}, \quad \mathcal{B} = -\frac{a_1a_3 + k_{tr}a_2 + a_4k_{tr}N_{Er}}{k_{tr}C_{up,N_2}}, \quad \mathcal{C} = \frac{a_4a_3 + k_{tr}a_2}{k_{tr}C_{up,N_2}}N_{Er} \quad (3.11)$$

avec :

$$\begin{aligned} a_1 &= \sigma_{abs,p}^{Er}\phi_p + \sigma_{abs,s}^{Er}\phi_s + \sigma_{st,s}^{Er}\phi_s + \frac{1}{\tau_{21}^{Er}}, & a_2 &= N_{Yb}\sigma_{abs,p}^{Yb}\phi_p \\ a_3 &= \phi_p(\sigma_{abs,p}^{Yb} + \sigma_{em,p}^{Yb}) + \frac{1}{\tau_{ba}^{Yb}} + k_{tr}N_{Er}, & a_4 &= \sigma_{abs,p}^{Er}\phi_p + \sigma_{abs,s}^{Er}\phi_s \end{aligned} \quad (3.12)$$

Les termes N_{Er} et N_{Yb} des équations (3.11) et (3.12) sont les densités d'atomes d'erbium et ytterbium qui valent respectivement $N_{Er} = N_1 + N_2$, N_3 étant considéré comme nul, et

$$N_{Yb} = N_a + N_b.$$

Or, des trois solutions possibles de l'équation (3.10) la seule qui ait un sens physique [89] est :

$$N_2 = -2\sqrt{Q} \cos\left(\frac{\theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{\mathcal{A}}{3} \quad (3.13)$$

$$\text{où } Q = \frac{\mathcal{A}^3 - 3\mathcal{B}}{9} \text{ et } \theta = \arccos\left(\frac{2\mathcal{A}^3 - 9\mathcal{A}\mathcal{B} + 27}{54\sqrt{Q^3}}\right).$$

Pour ce qui concerne la solution en régime stationnaire de N_b , la densité de population du niveau métastable $^4F_{5/2}$, est obtenue en injectant l'expression (3.13) de N_2 dans l'équation :

$$N_b = \frac{N_{Yb} \sigma_{abs,p}^{Yb} \phi_p}{\phi_p \left(\sigma_{abs,p}^{Yb} + \sigma_{em,p}^{Yb} \right) + \frac{1}{\tau_{Yb}^{Yb}} + k_{tr} (N_{Er} - N_2)} \quad (3.14)$$

déduite du système (3.9).

Il est désormais possible, à partir des équations (3.13) et (3.14), de connaître $\gamma_s(x,y,z)$, le gain linéique local à la longueur d'onde de signal λ_s , et $\alpha_p(x,y,z)$, l'absorption linéique locale à la longueur d'onde de pompe λ_p . En effet, dans les systèmes codopés erbium-ytterbium, elles s'écrivent :

$$\gamma_s(x,y,z) = N_2(x,y,z) \sigma_{em}^{Er} - N_1(x,y,z) \sigma_{abs}^{Er} \quad (3.15a)$$

$$\alpha_p(x,y,z) = N_a(x,y,z) \sigma_{abs}^{Yb} - N_b(x,y,z) \sigma_{st}^{Yb} + N_1(x,y,z) \sigma_{abs}^{Er} \quad (3.15b)$$

Ces équations, unies à la connaissance des données spectroscopiques et des concentrations des dopants dans le verre IOG1 (reportées dans le tableau 3.1), seront employées par la suite pour décrire l'évolution des puissances des modes de signal et de pompe dans un guide d'onde amplificateur.

paramètre		valeur
section efficace d'émission stimulée Er^{3+} à λ_s [137]	σ_{st}^{Er}	$7,38 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
section efficace d'absorption Er^{3+} à λ_s [137]	$\sigma_{abs,s}^{Er}$	$6,88 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
section efficace d'absorption Er^{3+} à λ_p [88]	$\sigma_{abs,p}^{Er}$	$1,9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
section efficace d'émission stimulée Yb^{3+} à λ_p [88]	σ_{st}^{Yb}	$10,4 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
section efficace d'absorption Yb^{3+} à λ_p [88]	σ_{st}^{Yb}	$11,9 \times 10^{-25} \text{ m}^2$
durée de vie niveau métastable Er^{3+} [137]	τ_{21}^{Er}	8,78 ms
durée de vie niveau métastable Yb^{3+} [88]	τ_{ba}^{Yb}	1,36 ms
coefficient de transfert $Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+}$ [88]	k_{tr}	$3,5 \times 10^{-22} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$
coefficient de <i>up-conversion</i> [88]	C_{up,N_2}	$2,5 \times 10^{-24} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$
concentration d'ions Er^{3+}	N^{Er}	$2,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$
concentration d'ions Yb^{3+}	N^{Yb}	$3,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$

TABLEAU 3.1 – Parametres utilisés pour la modélisation de l'amplificateur hybride.

3.2.3 L'amplification dans un guide d'onde

Nous venons de voir que les coefficients locaux d'absorption α_p à λ_p et de gain γ_s à λ_s dépendent des densités d'atomes du milieu actif dans l'état métastable qui, à leur tour, sont fonctions des flux de photons de pompe et de signal. Or, dans un guide d'onde, les flux des photons varient dans le plan xy transverse à la direction de propagation z . Ainsi, comme le montre la figure 3.6, pour modéliser le comportement d'un guide d'onde amplificateur, il est nécessaire de tenir compte des distributions spatiales des flux $\phi_p(x,y)$ et $\phi_s(x,y)$ qui sont imposées par le profil d'indice de réfraction $n(x,y)$ du guide.

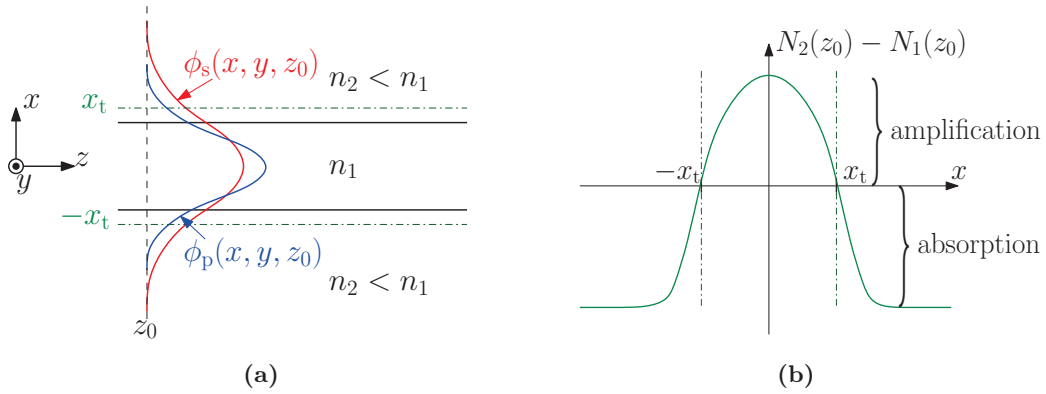


FIGURE 3.6 – (a) Exemple des distributions spatiales des flux des signal ϕ_s et de pompe ϕ_p dans un guide plan amplificateur. (b) Le flux de signal est amplifié seulement dans la région comprise entre $-x_t$ et x_t où a lieu l'inversion de population : $N_2 > N_1$.

Or, la relation entre le flux de photons $\phi(x,y)$ émis par une source monochromatique de fréquence ν , comme celui issu d'une source laser, et son intensité $I(x,y)$ est régie par l'équation :

$$\phi(x,y,z) = \frac{I(x,y,z)}{h\nu} \quad (3.16)$$

L'intensité I d'une onde électromagnétique est définie comme la moyenne temporelle du vecteur de Poynting [50]. Dans l'hypothèse de faible guidage, formalisée au chapitre 2 par le système d'équations (2.10), l'intensité $I(x,y,z)$ du mode guidé selon la direction de propagation z s'écrit

$$I(x,y,z) = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \Psi(x,y,z) \Psi^*(x,y,z) \quad (3.17)$$

où $\Psi(x,y)$ est l'expression scalaire du champ électrique du mode guidé. En conséquence, l'intensité normalisée I^N du mode guidé vaut :

$$I^N(x,y) = \frac{I(x,y,z)}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(x,y,z) dx dy} = \frac{\Psi(x,y,z) \Psi^*(x,y,z)}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x,y,z) \Psi^*(x,y,z) dx dy} = \frac{I(x,y,z)}{P(z)} \quad (3.18)$$

avec $P(z) = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x,y,z)|^2 dx dy$ la puissance transportée par le mode guidé. De ce fait, le flux de photons du mode guidé peut être réécrit en fonction de sa distribution d'intensité normalisée et de la puissance qu'il transporte :

$$\phi(x,y,z) = \frac{P(z)}{h\nu} I_s^N(x,y) \quad (3.19)$$

Ainsi, l'évolution du flux des photons de signal ϕ_s selon la direction de propagation z devient :

$$\frac{d\phi_s(x,y,z)}{dz} = \gamma_s(x,y,z)\phi_s(x,y,z) = \gamma_s(x,y,z) \frac{P_s(z)}{h\nu} I_s^N(x,y) \quad (3.20)$$

où P_s et I_s^N indiquent respectivement la puissance et l'intensité normalisée du mode guidé à la longueur d'onde de signal, et $\gamma_s(x,y,z)$ est le gain linéique local à λ_s . L'intégration sur le plan transverse xy de l'équation (3.20) donne l'évolution de la puissance du mode guidé

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma_s(x,y,z) I_s^N(x,y) dx dy \right] P_s(z) = g_s(z) P_s(z) \quad (3.21)$$

où $g_s(z)$ est le gain linéique modal, c'est à dire la somme pondérée sur le plan xy de toutes les contributions du gain linéique local $\gamma_s(x,y,z)$. Si le mode guidé présente des pertes de propagation linéiques $\alpha_{L,s}$ à la longueur d'onde du signal, elles vont diminuer le gain linéique modal du guide. Afin de prendre en compte leur effet sur le comportement amplificateur du guide, g_s est généralement redéfini comme :

$$g_s(z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \gamma_s(x,y,z) I_s^N(x,y) dx dy - \alpha_{L,s} \quad (3.22)$$

Or, de manière analogue à $P_s(z)$, l'évolution de la puissance du mode de pompe $P_p(z)$ est décrite par l'équation :

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -a_p(z) P_p(z) \quad (3.23)$$

où $a_p(z)$, le coefficient d'absorption linéique modale, a la forme suivante :

$$a_p(z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \alpha_p(x,y,z) I_p^N(x,y) dx dy + \alpha_{L,p} \quad (3.24)$$

avec α_p , le coefficient d'absorption linéique locale, $I_p^N(x,y)$ l'intensité normalisée du mode de pompe et $\alpha_{L,p}$ ses pertes de propagation linéiques.

La description de l'évolution de la puissance du mode de signal et de pompe le long du guide amplificateur passe ainsi par la résolution du système formé par les équations couplées (3.21)

et (3.24) :

$$\begin{cases} \frac{dP_s(z)}{dz} = g_s(z)P_s(z) = g_s[P_p(z), P_s(z)]P_s(z) \\ \frac{dP_p(z)}{dz} = -a_p(z)P_p(z) = -a_p[P_p(z), P_s(z)]P_p(z) \end{cases} \quad (3.25)$$

L'écriture compacte de ce système cache, dans les coefficients linéiques de gain et d'absorption modales, les interdépendances mutuelles entre les densités de populations dans le milieu amplificateur et les puissances de pompe et de signal. Interdépendances qui ont été explicitées dans le système d'équations (3.9).

Nous modéliserons le comportement du guide amplificateur hybride en résolvant numériquement le système (3.25) avec un programme en C++, écrit par Lionel Bastard lors de ses travaux de thèse [89], qui prend en compte le profil d'intensité des modes guidés. Cependant, nous avons modifié celui-ci afin de prendre en compte la présence d'un substrat passif et d'un superstrat actif et de pouvoir simuler le comportement de l'amplificateur hybride.

3.3 Réalisation et caractérisation du guide amplificateur hybride

Le premier pas vers la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel est de simuler, et ensuite de mesurer, la présence de gain optique dans le guide amplificateur hybride représenté en figure 3.7. Ce guide, dimensionné au chapitre précédent, est obtenu par la superposition d'un guide plan réalisé par échange d'ions Ag^+/Na^+ dans le verre IOG1, sur un guide canal, fabriqué à la surface du GO14 en employant le même type d'échange.

On se concentre d'abord sur ce dispositif car il est plus simple à fabriquer que l'amplificateur hybride tridimensionnel, tout en permettant de valider expérimentalement la faisabilité d'une structure amplificatrice hybride basée sur un guide plan réalisé par échange d'ions.

En effet, la présence de gain optique dans ce dispositif démontrera qu'il est possible à l'aide d'un guide plan fabriqué dans le superstrat de produire une bonne interaction entre les modes guidés et le verre actif.

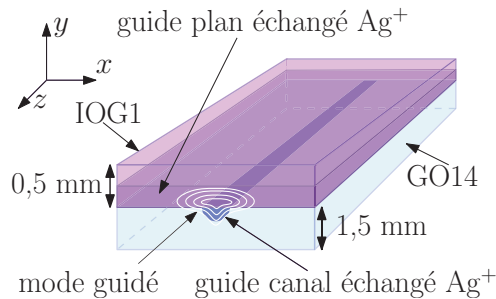


FIGURE 3.7 – Schéma de l'amplificateur hybride formé par un guide canal fabriqué dans le GO14 chargé par un guide plan défini dans l'IOG1. Les deux guides sont réalisés avec un échange Ag^+/Na^+ .

3.3.1 Calcul théorique du gain

Avant de passer à la fabrication du guide amplificateur hybride dimensionné au chapitre 2, nous allons simuler l'évolution du gain optique dans ce dernier en résolvant numériquement le système d'équation (3.25). Nous pourrions ainsi connaître la puissance minimale qui doit être transportée par le mode guidé à λ_p pour amplifier le mode guidé à λ_s aussi bien que le gain maximal qui peut être atteint par ce guide.

Les figures 3.8 illustrent les profils d'amplitudes des champs guidés par l'amplificateur hybride, à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm, utilisés dans les simulations de gain.

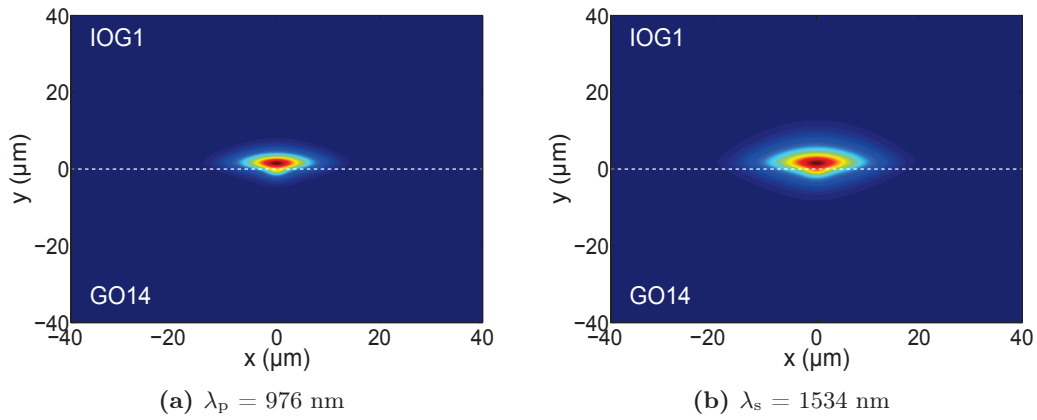


FIGURE 3.8 – Profils d'amplitude des modes guidés par l'amplificateur hybride à λ_p et λ_s employés pour les simulations de gain et calculés avec le logiciel OptiBPM.

Comme représenté en figure 3.9, le gain du guide est calculé comme le rapport entre la puissance du mode guidé à λ_s en sortie du guide $P_s(L)$ et sa puissance en entrée du guide $P_s(0)$. Les simulations sont effectuées à une puissance $P_s(0)$ constante et en faisant varier $P_p(0)$, la puissance du mode guidé à λ_p en entrée du guide. La puissance maximale $P_p(0)$ a été fixée

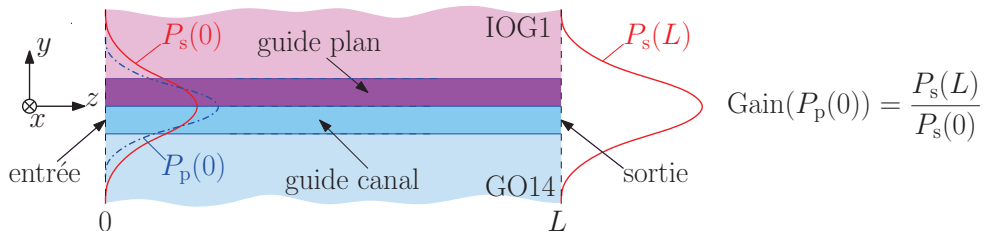


FIGURE 3.9 – Schéma des simulations de gain du guide amplificateur hybride, ici représenté en coupe selon le plan yz .

à 200 mW, lorsque la puissance $P_s(0)$ est de 1 μ W. Cette valeur de la puissance $P_s(0)$ nous permet de travailler en régime de petit signal et d'éviter tout phénomène de saturation du gain dû à la puissance du mode guidé à λ_s .

La longueur de l'amplificateur hybride est fixée à partir des dimensions des substrats et

superstrats utilisés. Les gaufres de GO14 et de IOG1 ont un diamètre de 6 cm, ainsi les guides droits réalisables sur ces derniers ont une longueur maximale de 4,5 cm. Sachant que le but de l'hybridation est d'intégrer plusieurs fonctions sur un même substrat, la taille de la région active est forcément inférieure à 4,5 cm. On limite alors arbitrairement la longueur L du guide hybride à 1,5 cm.

La figure 3.10 représente l'évolution du gain à λ_s en fonction de la puissance de pompe $P_p(0)$. Deux cas de figure ont été simulés : dans le premier, les pertes de propagation à la longueur d'onde de signal et de pompe, $\alpha_{L,s}$ et $\alpha_{L,p}$, sont nulles, alors que dans le deuxième $\alpha_{L,p} = 1$ dB/cm et $\alpha_{L,s} = 0,5$ dB/cm. Ces deux dernières valeurs de pertes sont comparables à celles extraites par Florent Gardillou lors des caractérisations de l'amplificateur hybride réalisé par échange Tl^+/K^+ du guide canal et rodage du superstrat actif [95].

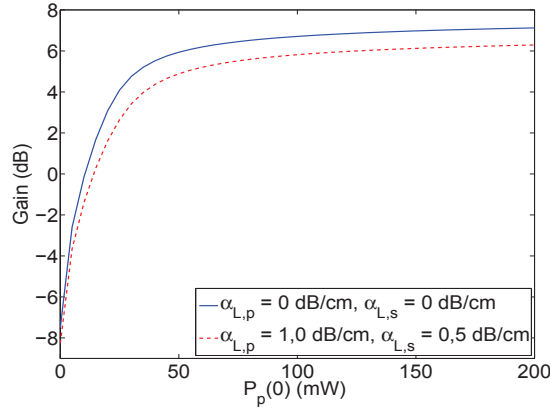


FIGURE 3.10 – Simulation de l'évolution du gain à λ_s en fonction de la puissance de pompe $P_p(0)$, en présence et en absence de pertes, dans l'amplificateur hybride avec un guide canal de surface.

Dans les deux cas reportés par la figure 3.10, le gain de la structure, à $P_p(0) = 200$ mW est supérieur à 6 dB, et il atteint 7,1 dB quand les pertes par propagation sont nulles. De plus, le gain devient positif pour des puissances de pompe de 11 mW, si $\alpha_{L,p} = \alpha_{L,s} = 0$ dB, et 15 mW, pour $\alpha_{L,p} = 1$ dB/cm et $\alpha_{L,s} = 0,5$ dB/cm.

Ayant validé le comportement amplificateur de la nouvelle architecture du guide amplificateur hybride, on peut passer à sa réalisation.

3.3.2 Procédé de fabrication du guide amplificateur hybride

Le procédé technologique mis en place pour fabriquer le guide amplificateur hybride constitué d'un guide canal réalisé à la surface du GO14 et chargé par le guide plan défini dans l'IOG1 est résumé en figure 3.11. La fabrication du guide canal dans le verre passif, et celle du guide plan dans l'actif, peuvent être menées de manière indépendante et en parallèle, jusqu'à l'étape de collage des deux substrats.

Afin de réaliser le guide canal dans le GO14, (a) une couche d'alumine de (40 ± 5) nm d'épaisseur est déposée par pulvérisation cathodique sur le substrat préalablement nettoyé.

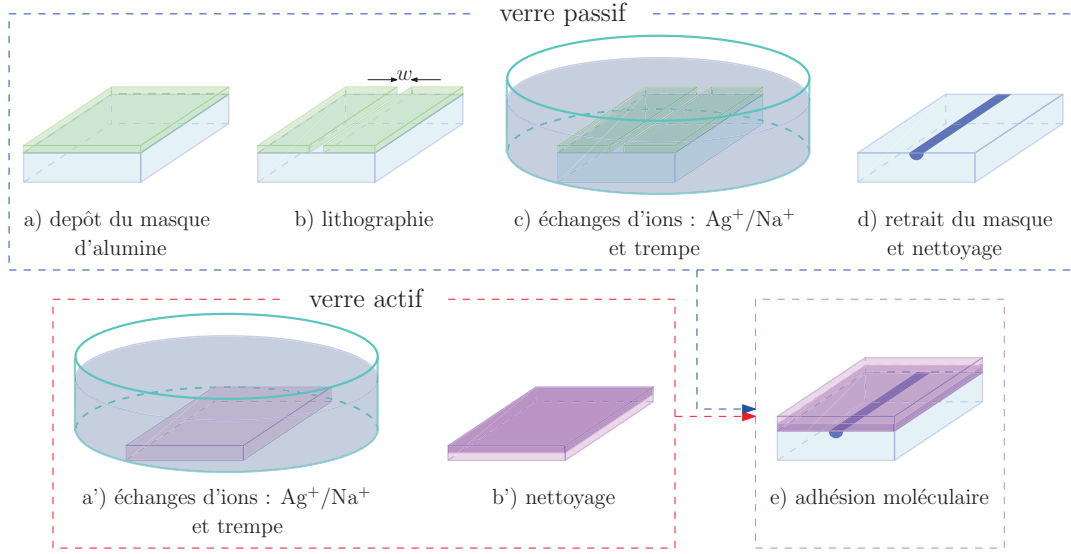


FIGURE 3.11 – Étapes principales du procédé de réalisation du guide amplificateur hybride.

Des fenêtres de diffusion de largeur w sont définies par photolithographie et gravure humide de la couche (b). Le masque employé pour la photolithographie présente des motifs de guides droits de 4,5 cm de long avec des ouvertures de largeur w allant de $2\text{ }\mu\text{m}$ à $6\text{ }\mu\text{m}$ par pas de $1\text{ }\mu\text{m}$. La plaquette lithographiée est alors immergée dans un bain composé de sels AgNO_3 et NaNO_3 , et ensuite plongée dans un bain de nitrate sodium pur (c) ; les paramètres technologiques de ces étapes appelés respectivement d'échange et de trempe ont été fixés dans la section 2.4.2.3 du chapitre précédent. Ainsi, l'échange Ag^+/Na^+ a lieu pendant 3 minutes dans un bain de sels fondus à une température T_{ech} de $330\text{ }^\circ\text{C}$ présentant une concentration 1,2% molaire de nitrate d'argent et 98,8% molaire de nitrate de sodium. Pendant l'étape de trempe, la plaquette est immergée 1 min dans le bain de nitrate sodium pur à $330\text{ }^\circ\text{C}$. Ensuite, (d) le masque est retiré par gravure humide et le substrat est nettoyé et plongé, pendant 1 h, dans une solution de FeNO_3 afin de retirer les précipités d'argent métallique, qui peuvent éventuellement se former à la surface du verre. Éviter, ou réduire, leur présence à la surface du verre est d'importance capitale pour atteindre le gain optique dans l'amplificateur hybride. En effet, une fois l'amplificateur hybride réalisé, les modes guidés se trouvent à l'interface entre les deux verres pour interagir avec le superstrat actif. Ils seront donc aussi en contact avec les éventuels précipités d'argent métallique présents à la surface des deux verres. Cela peut engendrer des pertes de propagations importantes et empêcher d'atteindre un gain optique positif dans la structure. Ainsi, cette étape unie à celle de trempe dans le bain de sodium pur joue un rôle crucial dans la réalisation de ce composant.

Le guide plan dans le verre actif est réalisé sur toute la surface de la plaquette, en suivant les paramètres d'échange déterminés dans la section 2.4.2.2 du chapitre 2. Ainsi, après avoir été nettoyée, la plaquette active est plongée dans un bain de sel fondu à 20% molaire en nitrate d'argent à une température de $320\text{ }^\circ\text{C}$ (a'). La gaufre de verre est ensuite trempée pendant

30 s dans un bain de nitrate sodium pur à 320 °C. Comme pour le substrat passif, le verre est nettoyé et mis dans une solution de nitrate de fer III pendant 30 min.

Après les étapes d'échange et de nettoyage, le verre actif peut être reporté sur le substrat passif et collé par adhésion moléculaire hydrophile. Ce processus a été développé pour la première fois par Laski *et al.* [138] d'IBM, afin de réaliser des substrats SOI (*Silicon On Isulator*), en collant deux gaufres de silicium oxydés à leur surface. Le comportement hydrophile de la silice à la surface des gaufres en silicium est exploité pour faire adhérer les deux substrats.

Ce processus a été ensuite adapté par Florent Gardillou, lors de ses travaux de thèse [95], afin de pouvoir coller entre eux deux substrats de verre contenant des guides réalisés par échange d'ions. Nous nous sommes servis de cette procédure pour reporter le guide plan échangé dans l'IQG1 sur le guide canal fabriqué dans le GO14. Après avoir été nettoyées, les deux verres sont activés afin d'augmenter le densité de groupes OH à leur surface. Les deux échantillons sont ensuite mis en contact et ils adhèrent spontanément via des ponts hydrogènes ; l'adhésion moléculaire a ainsi lieu entre les deux surfaces. Un recuit thermique, à 150 °C pendant 35 h dans une étuve sous vide, stabilise le collage permettant la mise en place de liens covalents entre les deux surfaces. Après l'étape de recuit thermique, l'échantillon est coupé et poli perpendiculairement aux guides afin de pouvoir procéder à sa caractérisation.

3.3.3 Caractérisations passives

Les caractérisations présentées dans la suite sont qualifiées de « passives » car elles n'ont pas comme objectif de mesurer l'amplification dans les guides hybrides, mais visent plutôt à qualifier leurs propriétés de guidage : leur modicité, les profils d'intensité des modes guidés et leurs pertes.

3.3.3.1 Mesure du profil d'intensité des modes guidés

Le banc de mesure du profil d'intensité des modes guidés, schématisé en figure 3.12, permet d'obtenir une image, en intensité, des modes guidés par le dispositif sous test et, simultanément, d'accéder à la modicité de ce dernier. Pour réaliser cette mesure, la lumière issue d'une source

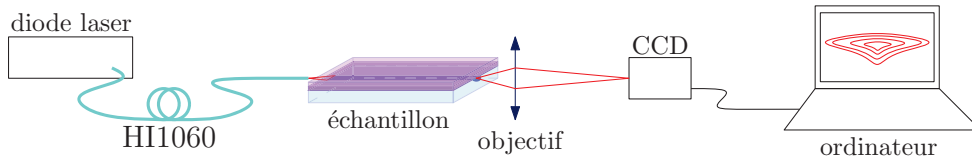


FIGURE 3.12 – Schéma du banc pour la mesure du profil d'intensité des modes guidés.

laser est injectée à l'entrée du guide sous test à l'aide d'une fibre fibre optique monomode, fixée à un micropositionneur. Un objectif de microscope, placé à la sortie du guide, focalise l'image du champ guidé sur une camera CCD en InGaAs (*Goodrich SU320KTSW-1.7RT*). L'image ainsi obtenue est transférée à l'ordinateur. L'étalonnage du banc permet de remonter au profil

spatial des modes guidés. De plus, à partir de l'image récupérée par la camera, il est possible de vérifier la modicité du guide. En effet, dans le cas d'un guide monomode, le déplacement de la fibre d'injection modifie uniquement l'intensité du mode guidé, mais ne change par son profil. Au contraire, dans un guide multimode la répartition de la puissance, sur les différents modes supportés, dépend de la position de la fibre d'injection par rapport à l'entrée du guide. En conséquence, pour un guide multimode, le déplacement de la fibre d'injection n'induit pas seulement une variation de l'intensité du champ du guide, mais modifie aussi son profil spatial. La fibre d'injection choisie pour la mesure des profils d'intensité des modes est une HI1060, car elle est monomode sur la plage de longueur d'onde comprise entre 950 nm et 1600 nm.

Les guides d'onde définis par une ouverture de masque w comprise entre 2,0 μm et 6,0 μm sont monomodes à la longueur d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p . Les figures 3.13(a,b) montrent les mesures des profils d'intensité des modes guidés, à λ_p et λ_s , par un guide d'onde hybride défini par une fenêtre de diffusion de $w = 2 \mu\text{m}$. Leur profils sont conformes à ceux des modes guidés obtenus par simulation au chapitre précédent lors du dimensionnement de ce guide amplificateur.

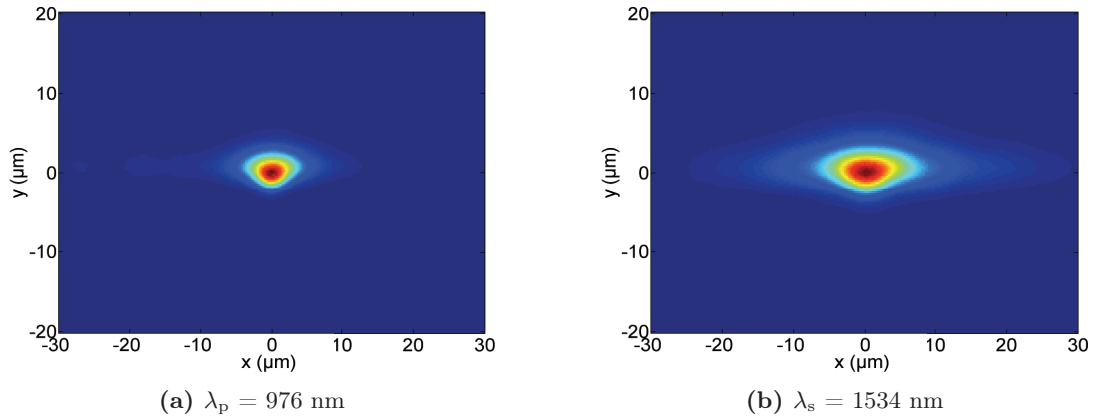


FIGURE 3.13 – Profils d'intensité des modes guidés, à λ_p et λ_s , mesurés pour un guide présentant une fenêtre d'échange $w = 2 \mu\text{m}$ sur le banc schématisé dans la figure 3.12.

Les profils des modes à λ_p ont été imagés en plaçant un filtre, qui coupe la longueur d'onde de signal, entre l'objectif et la camera CCD. Cela permet de s'affranchir de la fluorescence des atomes d'erbium autour de λ_s . En effet, quand le guide est excité à la longueur d'onde de pompe λ_p , le mode guidé interagit avec les ions Er^{3+} et Yb^{3+} du verre IOG1 engendrant ainsi l'émission spontanée des atomes d'erbium autour de λ_s . Sans le filtre à λ_s , le profil d'intensité imagé par la camera ne sera pas celui du mode guidé à λ_p , mais une somme des intensités des modes guidés à λ_p et λ_s .

Les profils des modes guidés à λ_p et λ_s sont utilisés pour extraire la largeur des modes $w_{1/e^2,x}$, correspondante à la largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité, selon l'axe x . La figure 3.14 montre l'évolution des largeurs $w_{1/e^2,x}$ en fonction de la fenêtre d'échange w en les comparant avec celles obtenues par simulation.

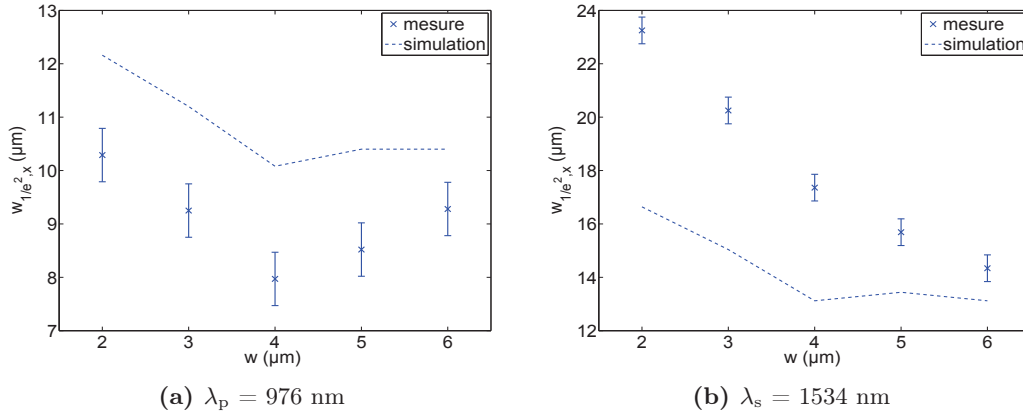


FIGURE 3.14 – Largeur $w_{1/e^2,x}$ des modes guidés, à λ_p (a) et λ_s (b), pour différentes tailles w des fenêtres d'échange.

La largeur $w_{1/e^2,x}$ mesurée pour le mode de pompe a une valeur de $(10,3 \pm 1,0) \mu\text{m}$ pour une ouverture du masque $w = 2 \mu\text{m}$, elle descend à $(7,9 \pm 1,0) \mu\text{m}$ pour $w = 4 \mu\text{m}$ et remonte à $(9,2 \pm 1,0) \mu\text{m}$ à $w = 6 \mu\text{m}$. Les largeurs mesurées pour les modes guidés à λ_s vont de $(22,0 \pm 1,0) \mu\text{m}$ pour des fenêtre d'échange de $2 \mu\text{m}$ et diminuent jusqu'à $(14,5 \pm 1,0) \mu\text{m}$ pour $w = 6 \mu\text{m}$. La comparaison entre les largeurs $w_{1/e^2,x}$ mesurées avec les valeurs attendues par simulations montrent comme ces dernières surestiment la largeur des modes $w_{1/e^2,x}$ à λ_p et la sous-estiment à λ_s .

Les causes de cette différence entre les tailles des modes mesurées et celles obtenues par simulation peuvent être diverses. D'abord lors de nos simulations on ne prend pas en compte le régime transitoire entre les étapes d'échange Ag^+/Na^+ et les trempes, tout comme le refroidissement des sels à la surface de l'échantillon quand la trempe est terminée. De la même manière, nos simulations ne tiennent pas compte des 35 h à 150°C , nécessaires à stabiliser le collage entre le substrat et le superstrat. À cela, il faut rajouter que l'indice de réfraction de l'IOG1 à λ_p , employé pour les simulations, peut être différent de celui réel. En effet, en analogie avec ce qui a lieu à λ_s [129], sa valeur pourrait s'écarter de celle fournie par Schott [128], en fonction des concentrations du dopage des terres rares.

Cet écart entre les tailles de modes mesurées et celles prévues par simulation nous porte à nous attendre à une différence entre le comportement de l'amplificateur hybride réalisé et celui prévu par simulation. Néanmoins, les profils d'intensité des modes ont une forme similaire à ceux obtenus par simulation et nous laissent présager une interaction importante de la lumière avec le superstrat. De plus ces largeurs $w_{1/e^2,x}$ restent comparables à celles mesurées par Florent Gardillou dans l'amplificateur hybride réalisé avec l'échange thallium et le rodage du superstrat [95].

3.3.3.2 Mesure des pertes

La détermination des différentes sources de pertes dans les guides hybrides réalisés est essentielle pour qualifier leur procédé de fabrication. Or, pour mesurer celles-ci, il est nécessaire de s'affranchir de l'interaction des modes guidés à la longueur de pompe $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm avec les ions Er^{3+} et Yb^{3+} contenus dans le superstrat actif. On se sert alors de deux longueurs d'onde auxiliaires qui se situent en dehors des spectres d'absorption de l'erbium et de l'ytterbium, mais qui sont néanmoins suffisamment proches de λ_p et λ_s . Les longueurs d'onde auxiliaires choisies sont $\lambda'_p = 1059$ nm, pour la pompe, et $\lambda'_s = 1310$ nm, pour le signal.

Pour déterminer les différents types des pertes du dispositif, il est nécessaire de connaître ses pertes totales, qui sont appelées pertes d'insertion α_{ins} . Elles sont habituellement mesurées sur les guides monomodes en utilisant le banc de mesure schématisé en figure 3.15. Ces pertes

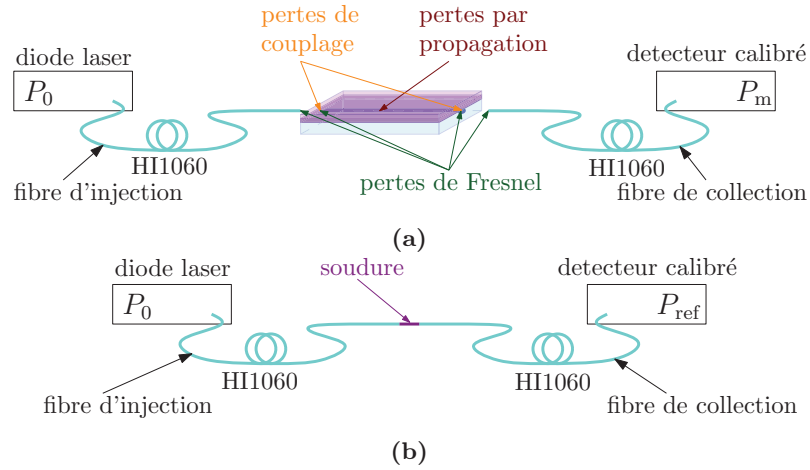


FIGURE 3.15 – Banc de mesure de pertes d'insertion α_{ins} .

sont définies comme le rapport de la puissance P_m , récoltée par une fibre optique placée à la sortie du guide d'onde, sur la puissance P_{ref} mesurée à la sortie de la fibre d'injection. Les pertes d'insertion sont habituellement exprimées en décibels par l'équation

$$\alpha_{\text{ins}} = 10 \log \left(\frac{P_m}{P_{\text{ref}}} \right) \quad (3.26)$$

La puissance P_m est mesurée, comme illustré en figure 3.15(a), en plaçant l'échantillon entre la fibre d'injection, reliée à la source laser, et la fibre de collection, connectée à un détecteur calibré. Les fibres optiques HI1060, monomodes aux longueurs d'onde de travail, sont déplacées, à l'aide des micropositionneurs, afin d'optimiser la puissance couplée dans le guide et récoltée par la fibre de collection. La puissance de référence P_{ref} est mesurée sur le détecteur calibré en soudant les bouts des fibres d'injection et de collection, comme le montre la figure 3.15(b).

La figure 3.15(a) met en évidence que les pertes d'insertion α_{ins} regroupent différents types

des pertes : pertes de Fresnel α_F , pertes de couplage α_C et pertes par propagation α_L .

Les pertes de Fresnel α_F sont dues à la réflexion de la lumière quand, lors de la propagation, elle passe d'un premier milieu avec un indice de réfraction n_1 à un deuxième caractérisé par un indice de réfraction n_2 . Le coefficient de réflexion de Fresnel est donné par la formule classique suivante [50] :

$$R_F = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.27)$$

et comme on peut déduire de la figure 3.15(a) cette réflexion est présente à chaque interface air/verre et vice-versa. Les pertes α_F , en décibels, induites par la réflexion à chaque interface valent :

$$\alpha_F = 10 \log(1 - R_F) \quad (3.28)$$

De ce fait, si l'on impose $n_1 = 1,5$ et $n_2 = 1,0$, respectivement l'indice de réfraction du verre et celui de l'air, les pertes de Fresnel α_F montent à 0,17 dB par interface.

Les pertes par couplage α_C sont dues à la différence entre le profil du mode guidé par la fibre optique et celui guidé par le guide d'onde. En conséquence, on retrouve ces pertes à chaque transition fibre/composant et vice-versa. Elle sont définies par les équations (2.24) et (2.25), introduites au chapitre précédent.

Les pertes par propagation α_L sont causées par tout défaut rencontré par la lumière lorsqu'elle se propage dans le dispositif. Les principales causes des pertes par propagation sont : la rugosité du substrats, les défauts de lithographie, la dégradation de la surface des substrat pendant l'échange d'ions, aussi bien que la formation des précipités d'argent lors de l'échange. On peut alors écrire les pertes d'insertion α_{ins} , en décibel, du guide hybride comme :

$$\alpha_{ins} = 4\alpha_F + 2\alpha_C + \alpha_L L \quad (3.29)$$

où L est la longueur du guide. Dans ce cas particulier $L = (1,50 \pm 0,05)$ cm.

Étant données les différentes origines de chaque type de pertes il est fondamental de distinguer chacune des contributions aux pertes d'insertion α_{ins} pour caractériser de manière exhaustive les propriétés de guidage de l'amplificateur hybride. Le tableau 3.2 reporte la valeurs des pertes d'insertion mesurées à $\lambda'_p = 1059$ nm et à $\lambda'_s = 1310$ nm.

	$w = 2 \mu\text{m}$	$w = 3 \mu\text{m}$	$w = 4 \mu\text{m}$	$w = 5 \mu\text{m}$	$w = 6 \mu\text{m}$
$\lambda'_p = 1059$ nm	$(4,9 \pm 0,2)$ dB	$(4,3 \pm 0,2)$ dB	$(4,2 \pm 0,2)$ dB	$(4,3 \pm 0,2)$ dB	$(4,0 \pm 0,2)$ dB
$\lambda'_s = 1310$ nm	$(4,4 \pm 0,2)$ dB	$(4,0 \pm 0,2)$ dB	$(3,6 \pm 0,2)$ dB	$(3,8 \pm 0,2)$ dB	$(3,7 \pm 0,2)$ dB

TABLEAU 3.2 – Pertes d'insertion α_{ins} du guide amplificateur hybride mesurées à λ'_p et λ'_s .

Les pertes par couplage α_C peuvent être extraites en injectant dans les équations (2.24) et (2.25) les profils d'amplitude des modes guidés par les guides d'onde et par la fibre optique HI1060. L'amplitude des modes guidés par la structure hybride est dérivée des profils acquis avec le banc de mesure des profils d'intensité présenté précédemment. En utilisant le même

3.3. Réalisation et caractérisation du guide amplificateur hybride

banc, on mesure les profils des modes guidés par la fibre optique et on les approxime avec des fonctions gaussiennes de largeur w_{1/e^2} . Les résultats de ces mesures sont regroupés dans le tableau 3.3.

	λ_p	λ'_p	λ'_s	λ_s
w_{1/e^2} (μm)	$6,0 \pm 0,6$	$6,2 \pm 0,6$	$7,2 \pm 0,6$	$8,3 \pm 0,6$

TABEAU 3.3 – Largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité de la fibre HI1060 en fonction de la longueur d'onde.

Nous remarquons que les pertes par couplage peuvent ainsi être obtenues en employant uniquement les images des profils d'intensités des modes, ce qui permet de les mesurer aux longueurs d'onde auxiliaires λ'_p , λ'_s , aussi bien que à λ_p et λ_s . Le tableau 3.4 montre les valeurs des pertes par couplage α_C des différents guides en fonction de la fenêtre d'échange w pour les longueurs d'onde λ_p , λ'_p , λ'_s et λ_s , respectivement égales à 976 nm, 1059 nm, 1310 nm et 1534 nm.

	$w = 2 \mu\text{m}$	$w = 3 \mu\text{m}$	$w = 4 \mu\text{m}$	$w = 5 \mu\text{m}$	$w = 6 \mu\text{m}$
λ_p	$(1,3 \pm 0,4)$ dB	$(1,1 \pm 0,4)$ dB	$(1,1 \pm 0,4)$ dB	$(0,8 \pm 0,4)$ dB	$(0,8 \pm 0,4)$ dB
λ'_p	$(1,2 \pm 0,4)$ dB	$(1,1 \pm 0,4)$ dB	$(1,2 \pm 0,4)$ dB	$(1,0 \pm 0,4)$ dB	$(1,0 \pm 0,4)$ dB
λ'_s	$(1,6 \pm 0,4)$ dB	$(1,3 \pm 0,4)$ dB	$(1,0 \pm 0,4)$ dB	$(1,0 \pm 0,4)$ dB	$(1,3 \pm 0,4)$ dB
λ_s	$(2,6 \pm 0,4)$ dB	$(1,8 \pm 0,4)$ dB	$(1,3 \pm 0,4)$ dB	$(1,2 \pm 0,4)$ dB	$(1,2 \pm 0,4)$ dB

TABEAU 3.4 – Pertes de couplage α_C du guide amplificateur hybride à λ_p , λ'_p , λ'_s et λ_s évaluées à partir des profils d'intensité imagés sur le banc de la figure 3.12.

La mesure des pertes d'insertion et de couplage, unie à l'estimation faite pour les pertes de Fresnel, permet d'extraire les pertes de propagation α_L , aux longueurs d'onde auxiliaires λ'_p et λ'_s , utilisant l'équation (3.29). Le tableau 3.5 résume ces pertes pour les guides issues des différentes ouvertures du masque w .

	$w = 2 \mu\text{m}$	$w = 3 \mu\text{m}$	$w = 4 \mu\text{m}$	$w = 5 \mu\text{m}$	$w = 6 \mu\text{m}$
λ'_p	$(1,2 \pm 0,7)$ dB/cm	$(0,9 \pm 0,7)$ dB/cm	$(0,9 \pm 0,7)$ dB/cm	$(1,0 \pm 0,7)$ dB/cm	$(0,9 \pm 0,7)$ dB/cm
λ'_s	$< 0,7$ dB/cm	$< 0,7$ dB/cm	$< 0,7$ dB/cm	$(0,7 \pm 0,7)$ dB/cm	$< 0,7$ dB/cm

TABEAU 3.5 – Pertes de propagation α_L du guide amplificateur hybride à λ'_p et λ'_s .

Par la suite, nous faisons l'hypothèse que les pertes par propagation α_L extraites à λ'_p et λ'_s sont respectivement égales à celles à λ_p et λ_s . On constate ainsi que à la longueur d'onde de pompe elles atteignent, dans le guide définie par $w = 2 \mu\text{m}$, une valeur maximale de $(1,2 \pm 0,7)$ dB/cm, lorsque à la longueur d'onde de signal, pour toutes largeurs w de la fenêtre d'échange, elle sont inférieures ou égales à l'incertitude de la mesure, qui est de 0,7 dB/cm.

Ces valeurs de pertes par propagations sont comparables à celles de l'amplificateur hybride réalisé par Florent Gardillou et prises en compte dans les simulations de gain faites précédem-

ment. En conséquence, elles devraient être compatibles avec l'amplification du mode guidé à la longueur d'onde de signal.

3.3.4 Validation de la structure amplificatrice

3.3.4.1 Prise en compte des caractérisations passives dans les simulations de gain

Les résultats des caractérisations passives du guide amplificateur hybride nous laissent présager l'existence de gain optique dans la structure réalisée. De plus, ces derniers peuvent être employés pour prévoir le comportement de l'amplificateur hybride à l'aide du programme d'amplification développé. En effet, comme on l'a fait dans la section 3.3.1 avec les champs guidés obtenus par les simulations, nous pouvons résoudre numériquement le système d'équations (3.25) en prenant en compte les profils réels des modes guidés et les pertes de propagations extraites à la longueur d'onde de pompe et de signal.

Or, pour prévoir exactement le comportement du guide à partir des profils d'intensité des modes mesurés, il est nécessaire de connaître la position de ces derniers par rapport à l'interface GO14/IOG1, qui ne peut pas être mesurée de manière simple. Donc, cette position constituera le paramètre libre de nos simulations. Ainsi, on étudiera l'évolution du gain dans la structure en fonction de la distance entre l'interface GO14/IOG1 et le maximum d'intensité des modes guidés à λ_p et λ_s . Comme représenté en figure 3.16, on indiquera respectivement avec Δh_p et Δh_s la distance entre l'interface des deux verres et le maximum d'intensité des modes guidés à la longueur de pompe et de signal. Cette distance sera positive si le maximum d'intensité du mode se trouve dans le superstrat et négative autrement.

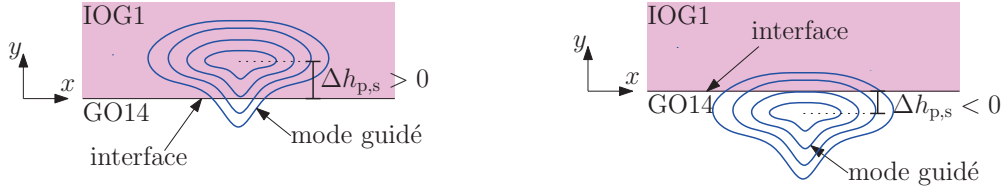


FIGURE 3.16 — Position du maximum d'intensité du mode guidé par rapport à l'interface GO14/IOG1.

On supposera pour l'instant que les maxima d'intensité du mode de pompe et de signal coïncident, c'est à dire $\Delta h_p = \Delta h_s$.

La figure 3.17 montre l'évolution du gain dans le guide hybride obtenu avec une fenêtre d'échange de $2 \mu\text{m}$. Le gain a été calculé comme précédemment (cf. figure 3.9) en faisant le rapport entre la puissance $P_s(L)$ transportée par mode guidé à λ_s à la sortie du guide, et $P_s(0)$, la puissance du mode à l'entrée. La courbe issue des simulation de gain avec les champs théoriques est comparée avec les trois autres calculées à partir des profils d'intensité des modes mesurés. Ces trois dernières courbes ont été obtenues pour des valeurs de $\Delta h_p = \Delta h_s$ de $1,5 \mu\text{m}$, $0,0 \mu\text{m}$ et $-3,0 \mu\text{m}$. Le cas $\Delta h_p = \Delta h_s = 1,5 \mu\text{m}$ est d'intérêt particulier, car il correspond à la position du maximum d'intensité des champs théoriques obtenus lors du

dimensionnement de la structure. Pour chaque simulation, nous avons fixé $P_s(0) = 1 \mu\text{W}$ et imposé des pertes de propagation de $1,2 \text{ dB/cm}$ à λ_p qui correspondent à celles mesurées pour le guide amplificateur hybride obtenu avec $w = 2 \mu\text{m}$. Une valeur de $0,3 \text{ dB/cm}$ a été choisie pour les pertes de propagation du mode guidé à λ_s .

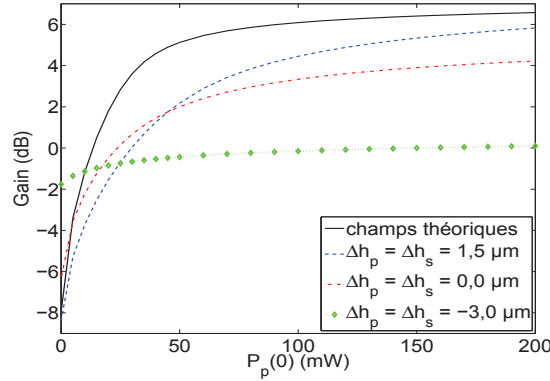


FIGURE 3.17 – Simulations de l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe $P_p(0)$, dans un guide amplificateur hybride défini par $w = 2,0 \mu\text{m}$, obtenues avec les profils des champs théoriques et mesurés lors des caractérisation passives. Les simulations avec les champs mesurés sont reportées pour différentes positions réciproques des modes de pompe et de signal par rapport à l'interface GO14/IOG1.

La courbe de gain obtenue avec les champs théoriques et celle qui résulte des simulations avec les champs réels pour $\Delta h_p = \Delta h_s = 1,5 \mu\text{m}$, montrent l'influence des profils des modes sur le gain du guide. En effet, comme nous avons noté précédemment, dans ces deux simulations, les maxima d'intensité des modes de pompe et de signal présentent le même écart vertical par rapport à l'interface GO14/IOG1. Or, les gains obtenus avec les champs mesurés sont, à parité de puissance de pompe $P_p(0)$, inférieurs à ceux de la simulation effectuée avec les champs théoriques. En effet, les profils des modes mesurés à la longueur d'onde de pompe et de signal sont respectivement plus et moins confinés que leur équivalents théoriques, donc leur recouvrement dans le milieu actif est moins bon que celui prévu théoriquement. À cause de cela, l'interaction avec le milieu actif est moins efficace et le gain inférieur. Néanmoins, si les champs de pompe et de signal seront caractérisés par $\Delta h_p = \Delta h_s = 1,5 \mu\text{m}$ le gain du guide monte à $5,8 \text{ dB}$ pour $P_p(0) = 200 \text{ mW}$. De plus, même pour un condition d'interaction avec le superstrat moins favorable, où $\Delta h_p = \Delta h_s = 0,0 \mu\text{m}$, le gain du guide atteint une valeur proche de $4,2 \text{ dB}$, pour $P_p(0) = 200 \text{ mW}$. Seulement lorsque $\Delta h_p = \Delta h_s = -3,0 \mu\text{m}$, le gain dépasse à peine les 0 dB . Or, étant donné les formes des profils des champs, cette situation où les maxima d'intensité des modes à λ_p et λ_s se retrouvent à $3 \mu\text{m}$ en dessous de l'interface GO14/IOG1 nous semble plutôt extrême. Ainsi, ces simulations, même effectuées sans connaître la position des modes par rapport à l'interface entre les verres actif et passif, confirment de façon qualitative que le guide hybride réalisé peut se comporter comme amplificateur.

3.3.4.2 Mesure de gain

L'objectif de la mesure de gain est de caractériser les propriétés amplificatrices des guides hybrides. Pour cela, il est nécessaire de mesurer d'abord G^{net} , le gain net de l'amplificateur à la longueur d'onde de signal λ_s , en fonction de $P_{p, \text{bf}}$, la puissance délivrée en sortie de la fibre d'injection à λ_p . Le gain net, en décibels, est défini comme :

$$G^{\text{net}}(P_{p, \text{bf}}) = 10 \log \left[\frac{P_{m, s}(P_{p, \text{bf}})}{P_{\text{ref}, s}} \right] \quad (3.30)$$

où $P_{m, s}$ est la puissance à λ_s , récupérée en sortie du guide amplificateur par la fibre de collection et $P_{\text{ref}, s}$ est mesurée en bout de la fibre d'injection. Ces deux mesures sont respectivement effectuées à l'aide des deux configurations du banc de mesure de gain schématisées en figure 3.18(a) et 3.18(b).

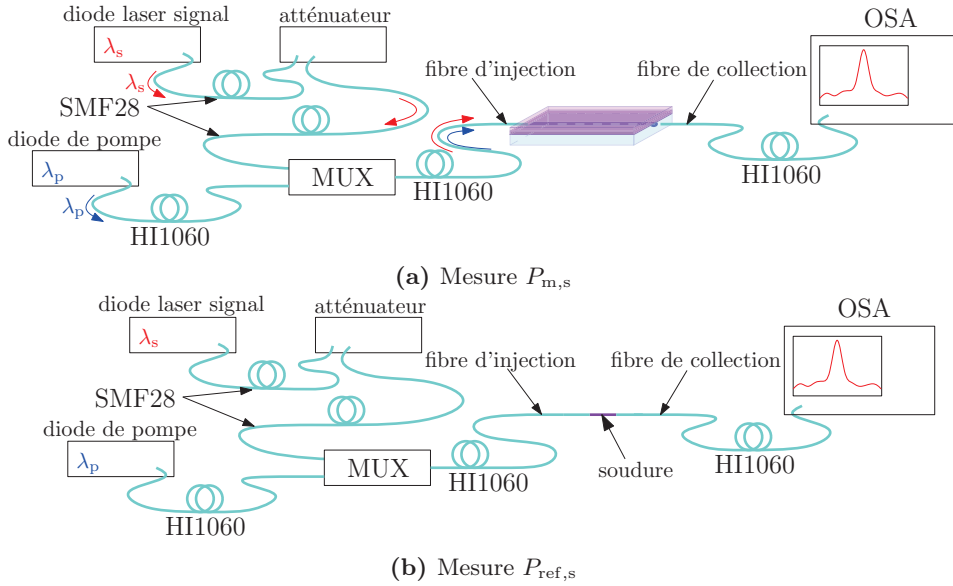


FIGURE 3.18 – Schéma du banc de mesure du gain.

Pour la mesure de $P_{m, s}$ (cf. 3.18(a)), le signal $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$ est émis par une source laser accordable (*Tunics 1550 PRI*), caractérisée par une raie d'émission de largeur inférieure à 100 MHz. Cette source est connectée avec une fibre SMF28, monomode à la longueur d'onde de signal, à un atténuateur optique. Ceci permet de réduire la puissance émise à λ_s et de caractériser le dispositif en régime de petit signal. Une deuxième fibre SMF28 relie l'atténuateur au multiplexeur.

De la même manière, une fibre HI1060 connecte la diode laser de pompe, émettant à $\lambda_p = 976 \text{ nm}$ au multiplexeur. Ainsi, ce dernier combine la longueur de pompe et de signal dans la fibre d'injection, de type HI1060; les deux longueurs d'onde sont alors injectées ensemble dans le guide amplificateur hybride. La puissance maximale livrée par la diode de pompe en bout de la fibre d'injection est de $(220 \pm 10) \text{ mW}$.

La puissance couplée par la fibre d'injection sur les modes de pompe et de signal, guidés par la structure hybride, est finalement récupérée par la fibre de collection. Cette dernière, encore une HI1060, est connectée à un analyseur de spectre optique (*Optical Spectrum Analyzer, Anritsu OSA-MS9710B*), qui permet de mesurer la puissance $P_{m,s}$ à la longueur d'onde de signal λ_s . L'alignement entre le guide et les fibres d'injection et de collection est fait à l'aide de micropositionneurs. Lors des mesures de $P_{m,s}$, nous avons appliqué de la colle d'indice entre le guide d'onde et les fibres d'injection et de collection, afin de s'affranchir des pertes de Fresnel α_F et d'augmenter la stabilité du système.

La mesure de $P_{ref,s}$ est faite à l'OSA en soudant la fibre d'injection avec celle de collection comme montré en figure 3.18(b). La valeur de $P_{ref,s}$ a été ainsi fixée à $(-31,2 \pm 0,4)$ dBm, ce qui permet de mesurer le gain de l'amplificateur hybride en régime de petit signal.

Les guides avec une ouverture de masque w comprise entre $2,0 \mu\text{m}$ et $5,0 \mu\text{m}$ présentent, au maximum de la puissance de pompe, un gain net négatif. Seulement le guide avec $w = 6,0 \mu\text{m}$ atteint, pour une puissance de pompe $P_{p,bf} = (220 \pm 10)$ mW, un gain net $G^{net} = (0,1 \pm 0,8)$ dB en démontrant qu'il est possible de réaliser un guide amplificateur hybride avec l'architecture proposée. La figure 3.19 montre l'évolution du gain net G^{net} en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ pour les amplificateur hybrides qui présentent une fenêtre d'échange w de $2,0 \mu\text{m}$ et de $6,0 \mu\text{m}$. Le gain net du guide avec $w = 2 \mu\text{m}$ atteint $(-2,6 \pm 0,8)$ dB pour $P_{p,bf} = (220 \pm 10)$ mW.

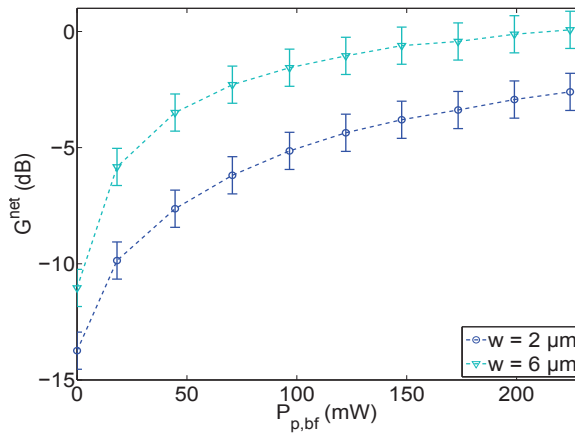


FIGURE 3.19 – Mesures du gain net G^{net} en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ pour les guides hybrides définis par w égale à $2,0 \mu\text{m}$ et $6,0 \mu\text{m}$.

Cependant, le gain net apporte des informations sur le système fibre d'injection/échantillon/fibre de collection, mais ne quantifie pas le gain qui a lieu dans le guide : à partir de son entrée jusqu'à sa sortie. En effet dans le gain net sont comprises les pertes de couplage avec les fibres et les éventuelles pertes de Fresnel, que nous pouvons ignorer en ayant employé de la colle d'indice entre les fibres et les arêtes de l'échantillon. Ainsi, pour extraire le gain du guide

hybride, on définit le gain net corrigé G^{cor} :

$$G^{\text{cor}}(P_{\text{p,bf}}) = G^{\text{net}}(P_{\text{p,bf}}) + 2\alpha_{\text{C,s}} \quad (3.31)$$

où $\alpha_{\text{C,s}}$ sont les pertes par couplage, fibre optique/guide d'onde, à la longueur d'onde de signal λ_s .

La figure 3.20 présente l'évolution de G^{cor} , en fonction de la puissance de pompe, pour les guides amplificateurs définis par des fenêtres d'échange de 2 μm et 6 μm . Le tracé met en évidence que, pour $P_{\text{p,bf}}$ égale à 220 mW, les deux guides présentent des gains nets corrigés respectifs de $(2,6 \pm 1,6)$ dB et de $(2,5 \pm 1,6)$ dB. Leur coefficient de gain à la longueur de signal $\lambda_s = 1534$ nm pour $P_{\text{p,bf}} = 220$ mW résulte donc être de $(1,7 \pm 1,1)$ dB/cm.

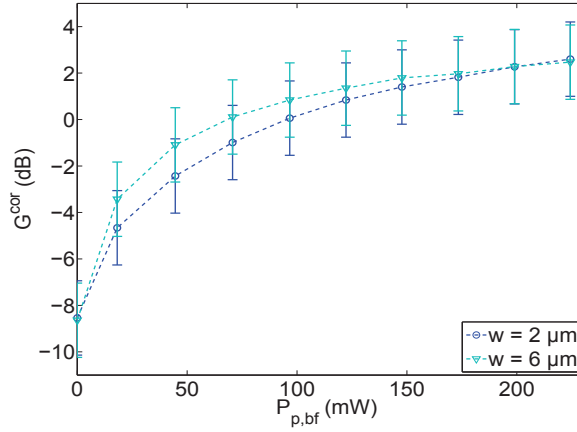


FIGURE 3.20 – Mesures du gain net corrigé G^{cor} en fonction de la puissance de pompe $P_{\text{p,bf}}$ pour les guides hybrides définies par $w = 2,0 \mu\text{m}$ et $w = 6,0 \mu\text{m}$.

Ainsi, cette mesure démontre expérimentalement que les guides hybrides fabriqués se comportent bien comme un amplificateur et que cette architecture pourra être employée pour réaliser l'amplificateur tridimensionnel. Cependant, nous remarquons que les résultats obtenus sont bien en deçà de ce que nous avons calculé. Nous avons donc cherché les causes potentielles à cet écart.

3.3.4.3 Comparaison entre le gain mesuré et le gain simulé dans le guide hybride

Cette section est dédiée à la comparaison entre le gain net corrigé mesuré pour le guide amplificateur hybride avec $w = 2 \mu\text{m}$ et celui issu des simulations de gain effectuées avec les profils d'intensité des modes guidés précédemment extraits pour ce guide (cf. figures 3.13(a,b)). Les deux buts principaux de cette comparaisons sont de mieux comprendre le comportement électromagnétique du guide et de vérifier la possibilité de localiser la position de l'interface par rapport aux modes guidés.

En effet, grâce aux mesures de gain net corrigé, nous pouvons positionner le maximum d'intensité du mode guidé à λ_s par rapport à l'interface en effectuant des simulations d'am-

plification à puissance de pompe nulle. Ainsi le problème présente deux inconnues : Δh_s , la position du mode de signal par rapport à l'interface, et $\alpha_{L,s}$, les pertes de propagations à λ_s , que l'on sait inférieures à 0,7 dB/cm. Les simulations sont donc effectuées en faisant varier $\alpha_{L,s}$ et Δh_s pour retrouver le gain net corrigé $G^{\text{cor}} = (-8,5 \pm 1,6)$ dB mesuré avec $P_{p,bf} = 0$ mW. Par exemple pour $\alpha_{L,s} = 0,3$ dB/cm, on retrouve une fourchette de valeurs possibles de Δh_s comprise entre 1,5 μm et 2,5 μm . En effet pour ces valeurs le gain net corrigé à puissance de pompe nulle va de -8,4 dB à -8,9 dB et est donc compris dans les incertitudes de mesure.

Supposons maintenant que les maxima d'intensité des modes de pompe et de signal se superposent ($\Delta h_p = \Delta h_s$) et considérons des pertes de propagations $\alpha_{L,p} = 1,2$ dB/cm et de couplage $\alpha_{C,p} = 1,3$ dB à la longueur d'onde de pompe. En simulant l'évolution du gain net corrigé, toujours avec $\alpha_{L,s} = 0,3$ dB/cm, nous obtenons, pour $\Delta h_p = \Delta h_s = 1,5$ μm et $\Delta h_p = \Delta h_s = 2,5$, les résultats reportés en figure 3.21.

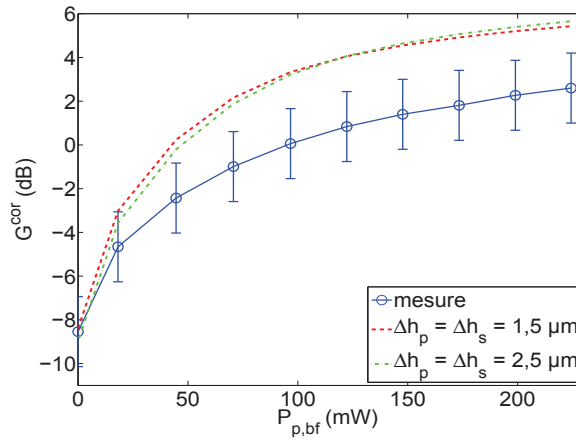


FIGURE 3.21 – Comparaison entre le gain net corrigé mesuré sur le guide amplificateur hybride avec $w = 2$ μm et celui simulé avec les images des modes guidés obtenues sur le banc de mesure de profil d'intensité, avec $\Delta h_s = \Delta h_p = 1,5$ μm et $\Delta h_s = \Delta h_p = 2,5$ μm .

Nous constatons, de la figure 3.21, que les valeurs de gain issus des simulations ne rentrent pas dans les incertitudes de la mesure de gain net corrigé. En effet, ces simulation surestiment le gain net corrigé du guide, comme celles faites avec les champs théoriques (c.f. la figure 3.17). On en déduit donc que les maxima d'intensité des modes de pompe et de signal dans le guide hybride ne se superposent pas.

Afin de déterminer une plage de positions Δh_p dans laquelle peut se situer le mode guidé à la longueur d'onde de pompe λ_p par rapport à l'interface nous avons utilisé le protocole de mesure suivant. Sur le banc de mesure du profil d'intensité, le guide a été excité, à l'aide d'une fibre multimode, avec une source émettant à λ_p et le profil du mode guidé a été imagé sur une camera CCD en silicium (*Newport Laser Beam Profiler*). Ensuite, l'échantillon a été déplacé latéralement d'une centaine de micromètres et le guide plan a été imagé en injectant, avec la fibre multimode, la lumière blanche générée par une lampe halogène. Les images obtenues pour le guide réalisé avec une fenêtre d'échange $w = 2$ μm sont reportées par les figures 3.22(a,b).

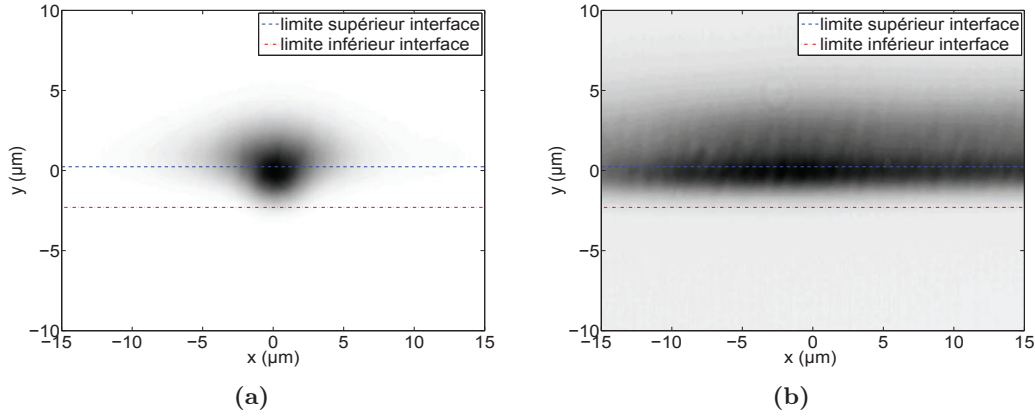


FIGURE 3.22 – Profils du mode guidé à λ_p par le guide amplificateur caractérisé par $w = 2 \mu\text{m}$ et image en lumière blanche du guide plan en proximité de la fenêtre d'échange.

À partir de ces images, nous avons admis que l'interface entre les deux verres puisse se trouver entre le maximum d'intensité de l'image du guide plan (ligne pointillée en bleu) et la position où cette dernière tombe au 10% de sa valeur maximale (ligne pointillée en rouge). Le gain dans le dispositif a ainsi été simulé en déplaçant verticalement l'intensité de la pompe par rapport à l'interface. Nous obtenons alors différentes combinaisons de positions réciproques entre les modes de pompe et de signal ($\Delta h_p, \Delta h_s$) qui permettent d'obtenir des simulations qui reproduisent l'allure du gain net mesuré dans le guide avec $w = 2 \mu\text{m}$. Deux de ces combinaisons sont reportées dans la figure 3.23(a). La première courbe a été obtenue avec un écart entre les modes de pompe et de signal de $2,0 \mu\text{m}$ ($\Delta h_s = 2,0 \mu\text{m}$ et $\Delta h_p = 0 \mu\text{m}$), alors que la deuxième est issue de simulations où la distance entre les maxima des deux modes est de $2,5 \mu\text{m}$ ($\Delta h_s = 2,5 \mu\text{m}$ et $\Delta h_p = 0 \mu\text{m}$). Les pertes de couplage et de propagation employées lors de ces simulations sont les suivantes : $\alpha_{C,s} = 2,6 \text{ dB}$, $\alpha_{C,p} = 1,7 \text{ dB}$, $\alpha_{L,s} = 0,6 \text{ dB/cm}$, $\alpha_{L,p} = 1,2 \text{ dB/cm}$.

La figure 3.23(b) montre la position verticale des profils d'intensité normalisés des modes guidés, à λ_p et λ_s , par rapport à l'interface lors de la simulation effectuée avec $\Delta h_s = 2,0 \mu\text{m}$ et $\Delta h_p = 0 \mu\text{m}$. En observant cette image, il nous paraît que des distances de $2,0 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$ soient une surestimation de l'écart réel entre la position verticale des deux modes du dispositif. En effet, lors des simulations nous avons employé les pertes de couplage mesurées lors de caractérisation passives, et reportées dans le tableau 3.4, qui correspondent aux pertes de couplage minimales du guide. Ces pertes sont donc obtenues lors d'un alignement optimal, à λ_p ou à λ_s , entre les fibres et l'échantillon. Or, si le mode de pompe et de signal sont écartés verticalement, le meilleur positionnement vertical fibre/guide amplificateur à λ_s ne coïncide pas avec celui à λ_p . De plus, l'amplification étant un phénomène non linéaire, la position optimale de la fibre n'est pas aisément prévisible, ce qui rajoute un autre paramètre libre aux simulations de l'amplificateur hybride.

Finalement, pour obtenir un modèle exhaustif du guide hybride, il est nécessaire de mesurer

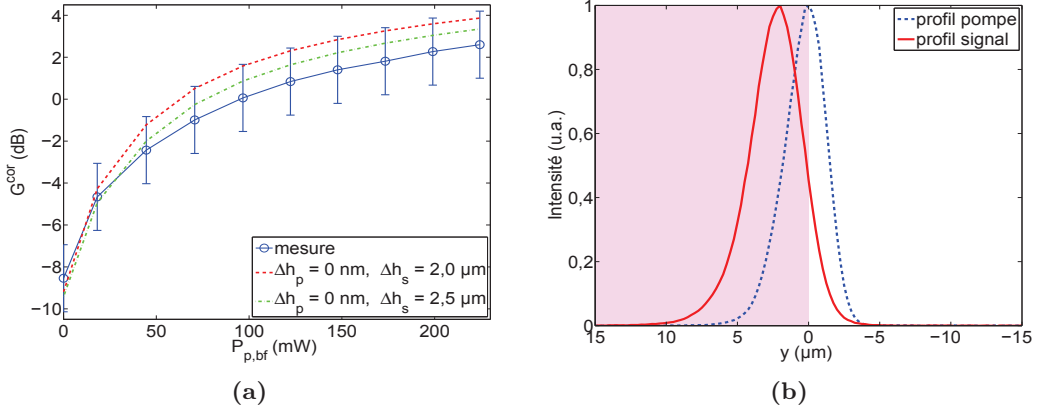


FIGURE 3.23 – (a) Comparaison entre gain net corrigé mesuré et celui simulé utilisant les profils des modes guidés acquis pour guide amplificateur défini par $w = 2 \text{ μm}$. (b) Coupe verticale du profil d'intensité normalisé des modes de pompe et de signal et leur positionnement par rapport à l'interface entre les deux verres pour $\Delta h_s = 2,0 \text{ μm}$ et $\Delta h_p = 0 \text{ μm}$; la surface mauve indique le superstrat actif.

la valeur des paramètres spectroscopiques C_{up} et k_{tr} dans le verre IOG1 pour une densité de $2,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ pour les ions Er^{3+} et de $3,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ pour les ions Yb^{3+} . En effet, les valeurs employées, pour ces deux paramètres, dans toutes nos simulations sont celles extraites pour un verre IOG1 [88] avec un dopage de $1,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ en erbium et $4,0 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ ytterbium, qui est donc différent de celui du superstrat que on a utilisé. Cette différence de dopage peut avoir des répercussions sur les valeurs de k_{tr} et C_{up} .

Or, le guide amplificateur hybride n'est pas la meilleure configuration pour extraire les paramètres spectroscopiques du verre actif, à cause des indéterminations sur les positions respectives des modes guidés par rapport à l'interface. Un guide d'onde canal réalisé uniquement dans l'IOG1 serait plus adapté à ce genre d'étude. Cependant, le but de cette section n'était pas de remonter aux caractéristiques spectroscopiques de l'IOG1, mais de mieux comprendre le comportement électromagnétique du guide hybride. L'emploi des simulations de gain nous a en effet permis de mieux localiser la position du mode de signal et de prendre en compte les répercussions sur le gain d'un écart vertical entre les positions des modes de pompe et de signal par rapport à l'interface.

Cette étude nous a confirmé la difficulté de prévoir par simulation le comportement d'un guide hybride en employant les profils de champs obtenus expérimentalement. L'emploi de champs théoriques dans les simulations de gain, comme on a vu dans la figure 3.17, n'est pas non plus adaptée car il amène à une surestimation du gain encore plus importante. Cela signifie que dans la suite de l'étude, les simulations de gain seront employées plus pour comprendre qualitativement les tendances du dispositif hybride que pour prédire exactement son comportement.

3.3.4.4 Conclusion sur les mesures de gain

Les mesures de gain effectuées sur les guides hybrides fabriqués nous ont permis de valider leur comportement en tant qu'amplificateur et de comparer l'évolution du gain mesuré dans ces guides avec celui prévu par simulation. Les différences entre les valeurs issues de la mesure et les simulations de gain sont principalement dues à un décalage vertical des maxima d'intensité des modes guidés par rapport à l'interface et aux paramètres spectroscopiques employés pour décrire le comportement amplificateur du verre actif.

Or, mis à part la modélisation du dispositif et l'extraction des paramètres spectroscopiques du verre, les mesures de gain nous ont permis de mesurer un gain de $(1,7 \pm 1,1)$ dB/cm dans les guides ayant une fenêtre d'échange de 2 μm . Ce résultat valide la faisabilité technologique de la nouvelle architecture du guide amplificateur hybride et permet d'envisager la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

3.4 Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel

La figure 3.24 illustre un schéma de l'amplificateur hybride tridimensionnel conçu au chapitre précédent. Il est formé d'un guide canal sélectivement enterré, réalisé dans le substrat passif, et d'un guide plan de longueur limitée, défini dans le superstrat actif. Le guide plan, fabriqué dans la région où le guide canal effleure l'interface des deux verres, présente à ses bords des transitions qui induisent une variation douce de l'indice de réfraction du superstrat. En effet, elles réalisent l'adaptation modale entre les profils des modes guidés dans la section d'interfaçage et ceux des modes guidés dans la section active, afin de limiter les pertes de couplage entre les deux sections.

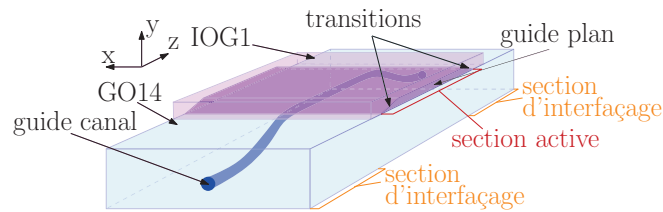


FIGURE 3.24 – Schéma de l'amplificateur hybride tridimensionnel conçu au chapitre 2.

Or, la réalisation d'un guide plan avec de telles transitions demande un effort technologique conséquent. Cela est d'autant plus évident si l'on considère l'écart entre les profils d'intensité des modes simulés et ceux mesurés. En effet, ces différences mettent en évidence que si notre modélisation de l'échange d'ions nous permet de prévoir les tendances du comportement des dispositifs hybrides, elle ne nous permet pas de le déterminer leur fonctionnement avec exactitude.

Pour cela, il nous a paru sensé, avant de chercher de réduire les pertes de l'amplificateur

hybride tridimensionnel, de valider la présence de gain optique dans sa section active. Nous allons ainsi réaliser un dispositif plus simple où le guide plan limité, que l'on va fabriquer dans le superstrat, ne présente pas de transitions.

3.4.1 Re-dimensionnement et gain théorique

Dans le chapitre 2 nous avons vu que, avec les paramètres d'échange choisis pour le guide canal et le guide plan, l'amplificateur hybride tridimensionnel présente, en absence de transitions, des pertes de couplage α'_C de 8,8 dB par interface à λ_p et de 3,5 dB par interface à λ_s . Or, des pertes si élevées à la longueur d'onde de pompe peuvent empêcher que la condition d'inversion de population dans l'IOG1 soit atteinte.

Pour diminuer ces pertes, on a choisi d'intervenir sur les paramètres d'échange du guide plan plutôt que sur ceux du guide canal, afin de réduire l'interaction avec le superstrat. Le re-dimensionnement du guide plan vise ainsi à diminuer la différence entre la forme des profils des modes guidés dans la section active et ceux qui sont guidés dans les régions qui la précèdent ou la suivent. Le choix de re-dimensionner le guide plan est motivé par une raison sur le court terme et une sur le long terme.

Sur le court terme il est clair qu'en réduisant l'interaction des modes guidés avec le superstrat nous allons obtenir, dans la section active de la nouvelle structure, une amplification plus faible que celle que l'on peut obtenir dans l'amplificateur hybride tridimensionnel dimensionné au chapitre précédent. Ainsi, si on démontre la présence de gain optique dans l'amplificateur hybride tridimensionnel qu'on s'apprête à dimensionner, nous validerons aussi la structure conçue au chapitre 2.

De plus, lorsque l'on garde les paramètres d'échange choisis pour le guide canal, on garantit directement la compatibilité technologique de l'amplificateur, et du laser, hybride tridimensionnel avec les composants tridimensionnels passifs déjà réalisés [87, 111]. Pour cette raison, le choix d'intervenir sur le guide plan plutôt que sur le guide canal répond à l'ambition à plus long terme d'hybrider, à l'aide des transitions dans les superstrat, différentes fonctions optiques actives et passives sur le même substrat passif.

Dans le but de diminuer les pertes de couplage α'_C entre la section d'interfaçage et la section active lors d'une transition abrupte, on étudie leur évolution en fonction de la concentration en Ag^+ à la surface du guide plan du verre actif. Les figures 3.25(a) et 3.25(b) montrent les résultats de cette étude pour un temps d'échange de 3 min, des temps de trempe de 10 s et 30 s et des températures pour les étapes d'échange et de trempe de 320 °C.

En observant ces courbes, on remarque que ce sont les pertes de couplage des modes guidés à la longueur d'onde de pompe qui fixent la limite de c_{surf} (et avec elle de la concentration molaire en nitrate d'argent dans le bain des sels). Or, pour les deux temps de trempe de 10 s et 30 s, des pertes supérieures à 3 dB sont prévues à λ_p dès que c_{surf} est supérieur à 0,15. Ainsi, plus de la moitié de la puissance de pompe est perdue à l'entrée de la section active. Cela réduit fortement la possibilité que l'inversion de population puisse avoir lieu dans la section

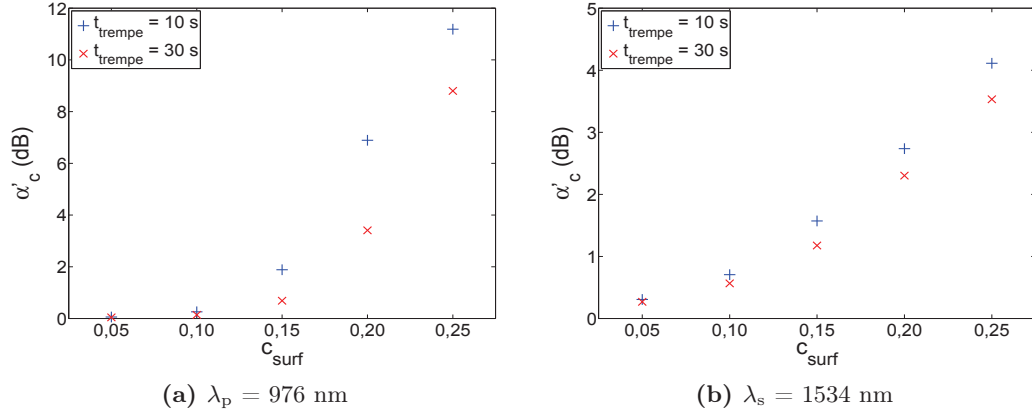


FIGURE 3.25 – Simulation des pertes de couplage α'_C pour une transition abrupte entre la section d'interfaçage et la section active à λ_p (a) et λ_s (b).

active de l'amplificateur tridimensionnel.

Lorsque l'on compare l'allure de ces courbes avec la figure 3.26, présentant le recouvrement des modes de pompe et de signal dans la section active Γ_{rec} en fonction de c_{surf} , on se rend compte qu'il est difficile de concilier des valeurs élevées de recouvrement dans le superstrat et des faibles pertes de couplage.

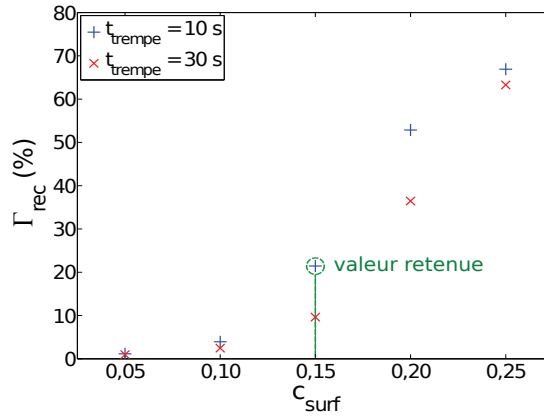


FIGURE 3.26 – Simulation de l'évolution du recouvrement des mode à λ_p et λ_s en fonction de c_{surf} .

On choisit alors, comme paramètres de départ pour réaliser le guide plan limité, une concentration de surface $c_{\text{surf}} = 0,15$ et un temps de trempe de 10 s. Cela devrait maintenir les pertes de couplage inférieures à 2 dB à λ_p et λ_s , et permettre d'atteindre des valeurs de Γ_{rec} supérieures à 20%.

Afin de valider ces paramètres d'échange il est nécessaire de déterminer si, au moins théoriquement, le mode guidé à λ_s peut être amplifié dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel. On s'intéresse alors, comme représenté en figure 3.27(a), au gain de cette section qui est défini comme le rapport de $P_s(z_{e2})$ sur $P_s(z_{e1})$: les puissances transportées par le mode guidé à λ_s respectivement à la sortie et à l'entrée de la section active. En particulier on

étudie son évolution en fonction de $P_p(z_{e1})$, la puissance du mode guidé à λ_p à l'entrée de la section active.

Les résultats de cette étude, où le gain de la section active est donc calculé sans prendre en compte les pertes de couplage α'_C avec les sections d'interfaçage, sont reportés en figure 3.27(b). Ils ont été obtenus pour une longueur de la section active $L_{gp} = |z_{e2} - z_{e1}|$ de 1,5 cm et pour des pertes de propagation à longueur d'onde de pompe $\alpha_{L,p} = 1$ dB/cm et à la longueur d'onde de signal $\alpha_{L,s} = 0,5$ dB/cm.

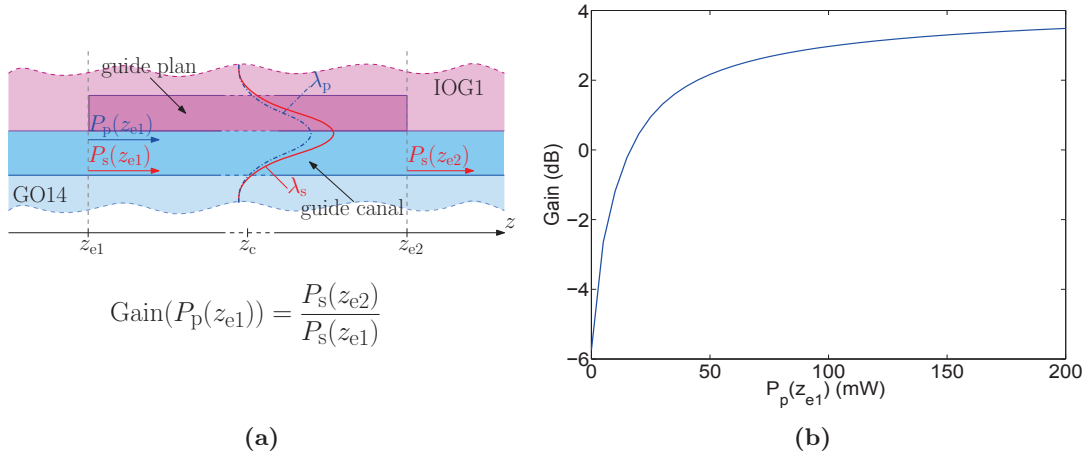


FIGURE 3.27 – (a) Calcul du gain dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel ici représentée en coupe selon le plan yz . (b) Simulation de l'évolution du gain théorique dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel présentant une longueur de 1,5 cm et des pertes par propagation $\alpha_{L,p} = 1,0$ dB/cm et $\alpha_{L,s} = 0,5$ dB/cm.

Les simulations du gain théorique montrent donc qu'une valeur de Γ_{rec} d'environ 20% est compatible avec l'amplification du mode guidé à la longueur d'onde de signal, lorsque l'on considère des pertes de propagation comparables à celle mesurées dans le guide amplificateur hybride fabriqué précédemment. Le gain maximal prévu pour $P_p(z_{e1}) = 200$ mW est de 3,5 dB et il est censé devenir supérieur à 0 dB dès que la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$ dépasse les 16 mW.

Les simulations de gain théorique valident ainsi les nouveaux paramètres d'échange dans le verre IOG1. On passe donc, en se basant sur ces derniers, à la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel pour déterminer expérimentalement la présence de gain net corrigé dans sa section active.

3.4.2 Procédé technologique

3.4.2.1 Substrat passif

Les étapes principales du procédé de réalisation des guides sélectivement enterrés dans le GO14 sont illustrées en figure 3.28. Les paramètres d'échange présentés par la suite sont ceux fixés, dans la section 2.4.3 du chapitre 2, lors du dimensionnement du guide sélectivement enterré de l'amplificateur hybride tridimensionnel

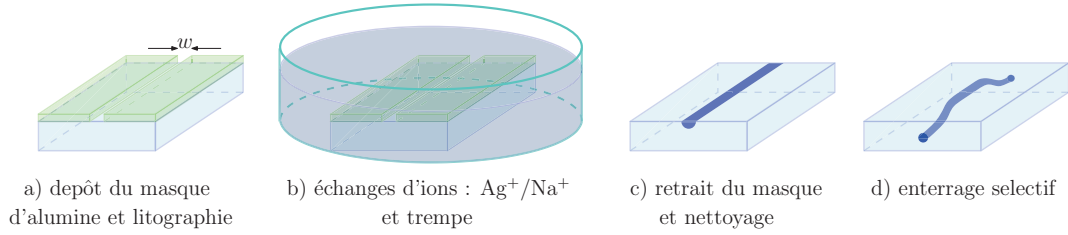


FIGURE 3.28 – Principales étapes technologiques pour la réalisation du guide canal sélectivement enterré dans le GO14.

La fabrication du guide canal dans le substrat commence à nouveau par un dépôt d'une couche d'alumine de (40 ± 5) nm d'épaisseur. Ce dépôt est suivi par une étape de lithographie qui définit les fenêtres d'échange (a). Le masque de lithographie utilisé permet cette fois de réaliser des ouvertures dans la couche d'alumine de largeur w comprise entre $1,0 \mu\text{m}$ et $6,0 \mu\text{m}$, avec un pas de $0,5 \mu\text{m}$. La surface lithographiée de la plaquette de GO14 sera dans la suite appelée face avant pour la distinguer de celle non lithographiée, dite face arrière. Un élargissement de $0,3 \mu\text{m}$ de la fenêtre d'échange, par rapport aux dimensions nominales du masque a été observé lors de la lithographie de la couche d'alumine. Néanmoins, par simplicité, on continuera à se référer aux ouvertures des guides en les distinguant par l'ouverture nominale du masque de lithographie. L'échange d'ions (b) a lieu pendant 4 min dans un bain de sel fondu à 330°C , présentant une concentration molaire de 20% en nitrate d'argent et de 80% en nitrate de sodium. Ensuite, (c) le masque d'alumine est retiré et l'échantillon est trempé 12 h dans une solution de FeNO_3 . L'échantillon, après avoir été nettoyé, est préparé pour l'enterrage sélectif (e).

La figure 3.29(a) montre la préparation du substrat avant l'enterrage sélectif et la figure 3.29(b) schématise l'appareillage utilisé pour réaliser ce dernier.

La face arrière de l'échantillon est partiellement recouverte par un film polyamide, conçu pour l'utilisation à haute température, placé perpendiculairement aux guides réalisés en face avant (cf. figure 3.29(a)). Ce film, présentant une longueur $L_{\text{masque}} = (2,4 \pm 0,1)$ cm, masque les effets du champ électrique dans la région centrale de la plaquette. Ensuite, comme montré en figure 3.29(b), la face avant de l'échantillon est fixée à une bague en Pyrex à l'aide d'un ruban adhésif en polyamide, du même type que celui employé pour masquer la face arrière de l'échantillon. Le montage, bague plus substrat, est destiné à accueillir un bain de sels, généralement appelé bain supérieur, contenant des ions Na^+ . Le ruban en polyamide garantit

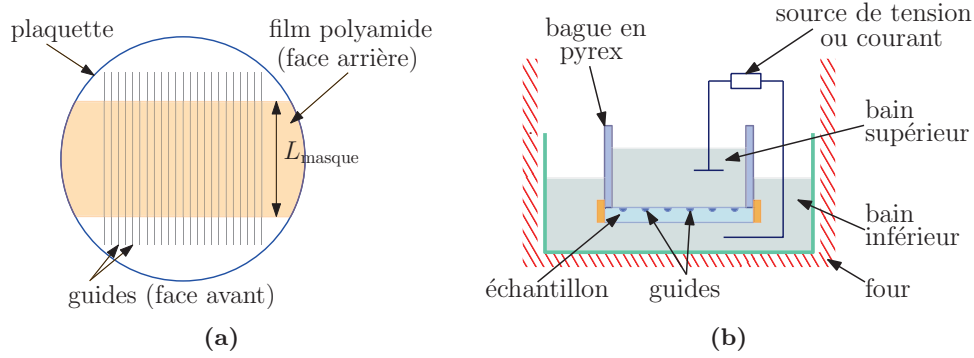


FIGURE 3.29 – (a) Échantillon préparé pour l'enterrage sélectif. (b) Schéma de l'appareillage d'enterrage.

l'étanchéité du montage et l'isolation électrique entre les bains supérieur et inférieur. Ce dernier, en contact avec la face arrière du substrat, est contenu dans un bûcher placé dans le four d'enterrage. Les deux bains ont la même composition et sont basés sur un mélange de nitrate de sodium, qui fournit les ions Na^+ à la matrice du verre pendant l'enterrage, avec un adjuvant qui permet de baisser la température de fusion. La température du bain inférieur est maintenue par le four à 260 °C. Lorsque les sels sont fondus, une électrode est plongée dans chaque bain. Ces électrodes, reliées à un générateur de courant ou de tension, permettent d'appliquer une différence de potentiel aux bornes de la plaquette et ainsi d'enterrer les guides.

Pour obtenir une profondeur d'enterrage de guides d'environ 20 μm , fixant la durée du processus à 1 h 30 min, il est nécessaire d'imposer un champ électrique externe $\vec{E}_{\text{ext}}$ de 450 kV/m [87, 111]. Ainsi, une tension de 675 V doit être appliquée aux bornes de la plaquette qui a une épaisseur de 1,5 mm. Or, la résistance d'une plaquette de GO14 de 1,5 mm d'épaisseur à 260 °C est d'environ à 13,5 k Ω [130]. Cela signifie que, si l'on applique 675 V à ses bornes, la puissance dissipée sous forme de chaleur par le substrat est d'environ 34 W. L'échauffement de la plaquette entraîne une diminution de sa résistance et, à tension appliquée constante, une augmentation du courant. La hausse de courant produit une nouvelle augmentation de la puissance dissipée et par conséquent de la température du substrat. Ainsi, si l'enterrage est contrôlé avec un générateur de tension et le champ appliqué aux bornes de la plaquette est important, le procédé d'enterrage peut devenir instable et provoquer la destruction de l'échantillon. Pour cette raison, le procédé d'enterrage est généralement contrôlé en courant. Connaissant donc la résistance du verre, on déduit que, à une température de 260 °C, il est nécessaire d'appliquer un courant de 50 mA pour obtenir un champ externe $\vec{E}_{\text{ext}}$ de 450 kV/m. Or, le masque en polyamide recouvre le $50\% \pm 3\%$ de la surface de la plaquette et, en conséquence, double la résistance de cette dernière. Ainsi, le champ $\vec{E}_{\text{ext}} = 450 \text{ kV/m}$ sera atteint en appliquant un courant de 25 mA.

Une fois l'enterrage terminé, la plaquette est nettoyée, découpée et polie perpendiculairement aux guides. De cette manière, les guides sélectivement enterrés peuvent être caractérisés avant le collage du superstrat actif.

3.4.2.2 Superstrat actif

Afin d'assurer le guidage aux longueurs d'onde de pompe et de signal, il est nécessaire que l'extension L_{gp} du guide plan dans le verre IOG1 soit inférieure à la longueur de la région où les guides sélectivement enterrés sont à la surface du substrat. Or, lors de sa thèse, Lydie Onestas [130] a déduit que les guides peuvent être considérés à la surface à une distance de (4 ± 1) mm du bord du masque. Nous fixons alors $L_{gp} = 1,15 \pm 0,05$ cm. Cette valeur, choisie pour l'extension du guide plan, assure la possibilité d'aligner facilement les deux gaufres.

Les étapes technologiques menant à la fabrication du guide plan de longueur L_{gp} sont résumées en figure 3.30.

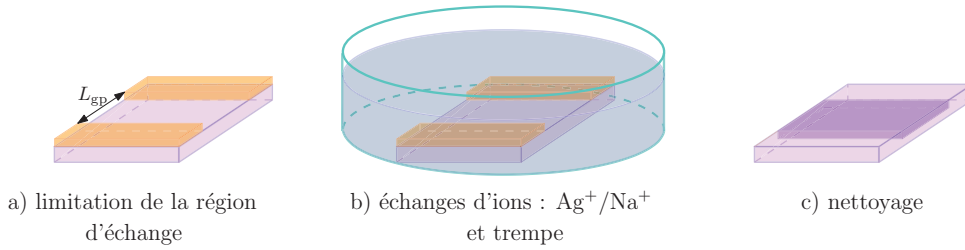


FIGURE 3.30 – Réalisation d'un guide plan de longueur L_{gp} sur le substrat d'IOG1.

Un masque en polyamide avec une fenêtre de diffusion de largeur L_{gp} est réalisé à la surface du verre actif (a), préalablement nettoyée. La plaquette est ensuite mise pendant 3 minutes dans un bain de sels fondus à une température de 320 °C et présentant une concentration molaire de 11,7% en nitrate d'argent, ce qui correspond dans l'IOG1 à $c_{surf} = 0,15$ (b). À l'étape d'échange suit une trempe pendant 10 s dans un bain de nitrate de sodium à une température de 320 °C. Après avoir retiré le masque polyamide et nettoyé la surface de l'échantillon, ce dernier est plongé pendant 30 min dans une solution de $FeNO_3$. Le superstrat est finalement nettoyé (c) et peut être collé au substrat passif.

3.4.2.3 Le substrat comme support pour l'hybridation

Lors de la fabrication du guide hybride, décrite dans la section 3.3.2, l'adhésion moléculaire entre le substrat et le superstrat avait été stabilisée avec un recuit thermique. En effet, cette étape augmente l'énergie d'adhésion des deux plaquettes et est nécessaire pour permettre la découpe et le polissage des facettes de l'échantillon sans induire le décollement des deux gaufres.

Or, dans la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel, il est possible d'éviter le recuit thermique qui suit l'adhésion et profiter du fait que sans ce dernier l'adhésion moléculaire est un processus réversible. De cette manière, nous pouvons employer le substrat comme un support sur lequel il est possible de coller plusieurs superstrats actifs présentant des guides plans limités, avec des paramètres différents. Pour cela, il est suffisant de reporter sur le GO14, préalablement découpé et poli, un superstrat actif plus court que le substrat. De cette

manière, nous pouvons valider le comportement électromagnétique de l'amplificateur hybride, car la lumière est injectée et récupérée via les guides canaux sélectivement enterrés. De plus, il est possible à tout moment de décoller le substrat et d'en reporter un nouveau avec un guide plan différent pour modifier les performances de l'amplificateur tridimensionnel.

Ainsi, pour terminer la fabrication de l'amplificateur hybride, les surfaces du substrat et du superstrat, préalablement nettoyées, sont activées [95]. Les deux plaquettes sont donc alignées manuellement de manière à superposer le guide plan du superstrat avec la région du substrat où les guides sélectivement enterrés sont à la surface. L'amplificateur hybride tridimensionnel est désormais prêt pour être caractérisé.

3.4.3 Caractérisation des guides sélectivement enterrés

Avant de procéder à l'adhésion moléculaire des deux verres et à la caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel, nous avons extrait les propriétés de guidage des guides canaux sélectivement enterrés réalisés dans le GO14.

3.4.3.1 Mesure de la profondeur d'enterrage et du profil d'intensité des modes guidés

Pour mesurer la profondeur d'enterrage des guides fabriqués dans le substrat, il est nécessaire de modifier le banc de mesure du profil d'intensité comme représenté en figure 3.31. En effet, la profondeur d'enterrage du guide est déterminée en mesurant la distance entre le maximum d'intensité du mode guidé et la surface de l'échantillon. Pour cela, il est nécessaire d'exciter le guide d'onde et de repérer simultanément la surface de l'échantillon. Ainsi, pendant que la lumière issue d'une diode laser est injectée dans le guide, une deuxième source, émettant à la même longueur d'onde, éclaire la surface de l'échantillon. La lumière cohérente émise par cette deuxième source est partiellement réfléchie par la surface de l'échantillon. La lumière incidente et celle réfléchie créent alors des franges d'interférence au niveau du plan focal de l'objectif qui nous permettent de localiser la surface.

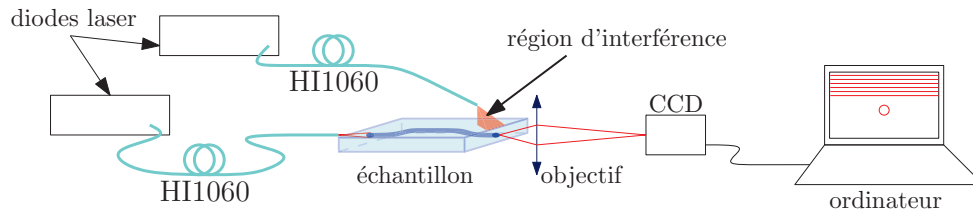


FIGURE 3.31 – Schéma du montage employé pour mesurer la profondeur d'enterrage des guides.

La figure 3.32(a) montre l'image acquise, avec ce montage, à la sortie d'un guide réalisé avec une fenêtre d'échange de 2 μm . Les deux sources employées sont deux diode laser émettant à 1534 nm.

La surface du verre, repérée dans la figure 3.32(a), se trouve une demie interfrange avant la première frange claire observée.

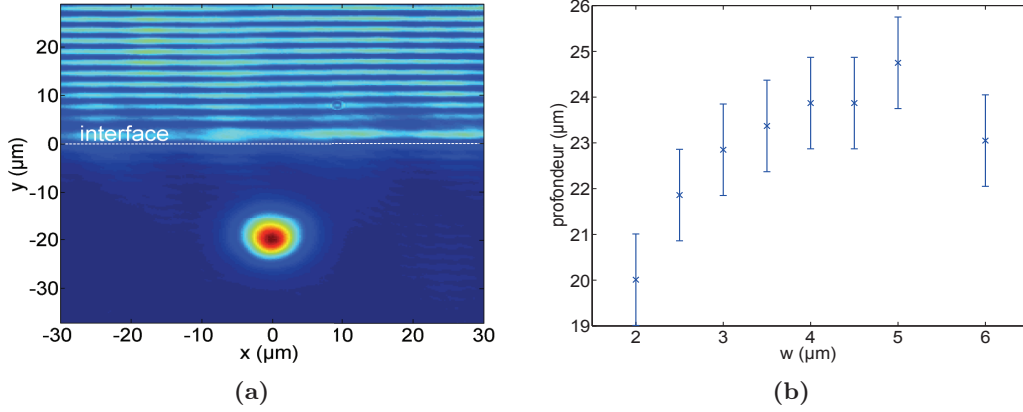


FIGURE 3.32 – (a) Franges d’interférences et profil d’intensité, à $\lambda_s = 1534$ nm, du mode guidé par un guide sélectivement enterré avec une fenêtre d’échange $w = 2$ μm . (b) Profondeur des guides sélectivement enterrés en fonction de leur fenêtre de diffusion w . Les mesures ont été effectuées avec deux sources émettant à 1534 nm.

En utilisant ce montage on peut donc extraire la profondeur d’enterrage des guides obtenus avec des tailles différentes de la fenêtre d’échange w . Les résultats de ces mesures, faites avec deux sources émettant à 1534 nm, sont reportés en figure 3.32(b). On observe alors qu’une profondeur minimale de $(20,0 \pm 1,0)$ μm est mesurée pour $w = 2$ μm , lorsque les guides avec une ouverture de masque de 5 μm sont enterrés à $(24,7 \pm 1,0)$ μm . Les paramètres utilisés pour l’enterrage sélectif nous ont permis d’enterrer sélectivement les guides à au moins 20 μm : ce qui reste cohérent avec la profondeur de 20,25 μm prévue par les simulations d’enterrage pour un guide avec une fenêtre d’échange w de 2 μm . La variation de profondeur pour les guides présentant des fenêtres d’échange différentes sont à imputer à l’effet d’alcalin mixte [93] et au fait que la température de la plaquette n’est pas forcément uniforme lors de l’enterrage [139].

En éteignant la source laser qui éclaire la surface de l’échantillon, nous avons ensuite obtenu les profils des modes guidés à la longueur d’onde de pompe $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm. Nous avons ainsi pu déterminer la modicité des guides sélectivement enterrés aussi bien que la taille de leurs modes.

Comme illustré dans la figure 3.33 les guides réalisés avec une fenêtre d’échange $w = 2,0$ μm sont monomodes à la longueur d’onde de signal et de pompe. Pour $w < 2$ μm les guides,

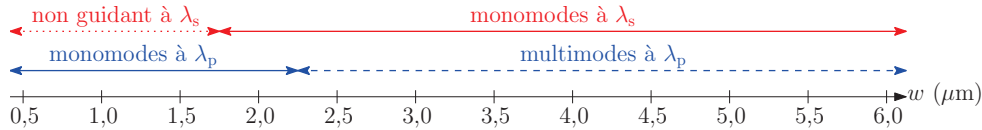


FIGURE 3.33 – Modicité des guides sélectivement enterrés à λ_p et λ_s , en fonction de la taille w la fenêtre d’échange.

toujours monomodes à λ_p , ne supportent plus des modes guidés à λ_s . Pour des fenêtres de

diffusion comprises entre 2,0 μm et 6,0 μm , les guides continuent à être monomodes à λ_s , mais sont désormais multimodes à λ_p .

Les figures 3.34 montrent le profil d'intensité des modes guidés à λ_p et λ_s pour un guide obtenu avec $w = 2 \mu\text{m}$. Ce sont des profils typiques des guides enterrés, caractérisés par une forme presque gaussienne.

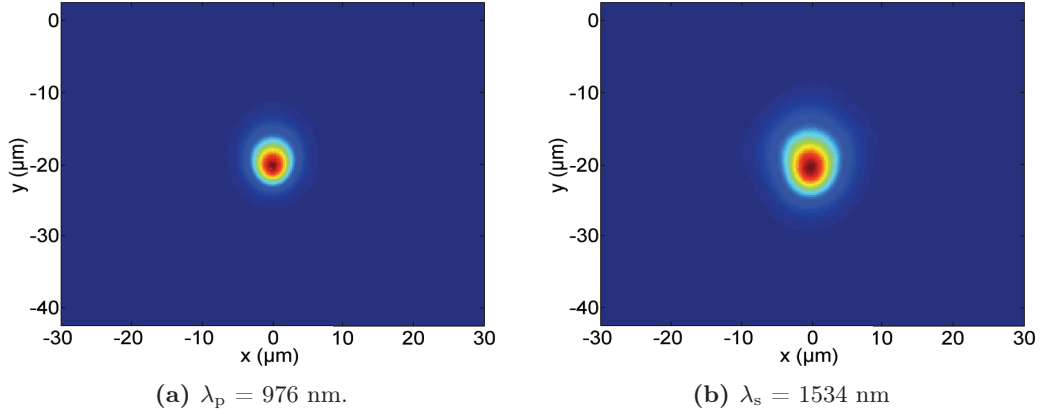


FIGURE 3.34 – Profils d'intensité du mode guidé à λ_p (a) et λ_s (b) par le guide sélectivement enterré, obtenu avec une fenêtre d'échange $w = 2 \mu\text{m}$.

Pour les guides monomodes on a mesuré $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$: la largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité selon l'axe x et y . Les largeurs $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ à λ_p et λ_s sont respectivement reportées dans les tableaux 3.6(a,b). On remarque alors que les modes guidés par les guides

	$w = 0,5 \mu\text{m}$	$w = 1,0 \mu\text{m}$	$w = 1,5 \mu\text{m}$	$w = 2,0 \mu\text{m}$
$w_{1/e^2,x} (\mu\text{m})$	$7,5 \pm 1,0$	$7,5 \pm 1,0$	$7,3 \pm 1,0$	$7,2 \pm 1,0$
$w_{1/e^2,y} (\mu\text{m})$	$8,7 \pm 1,0$	$8,1 \pm 1,0$	$8,3 \pm 1,0$	$7,8 \pm 1,0$

(a) Tailles modes guidés à λ_p

	$w = 2,0 \mu\text{m}$	$w = 2,5 \mu\text{m}$	$w = 3,0 \mu\text{m}$	$w = 3,5 \mu\text{m}$	$w = 4,0 \mu\text{m}$
$w_{1/e^2,x} (\mu\text{m})$	$10,3 \pm 1,0$	$10,1 \pm 1,0$	$10,3 \pm 1,0$	$10,3 \pm 1,0$	$9,4 \pm 1,0$
$w_{1/e^2,y} (\mu\text{m})$	$12,3 \pm 1,0$	$12,0 \pm 1,0$	$11,6 \pm 1,0$	$11,0 \pm 1,0$	$11,4 \pm 1,0$

(b) Tailles modes guidés à λ_s

TABEAU 3.6 – Largeur $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ des modes guidés à (a) λ_p par les guides définis par $0,5 \mu\text{m} \leq w \leq 2,0 \mu\text{m}$ et (b) à λ_s par les guides avec $2,0 \mu\text{m} \leq w \leq 4,0 \mu\text{m}$.

sélectivement enterrés ont une forme quasi-symétrique et leurs largeurs $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ sont similaires à celles des modes des fibres HI1060.

Les mesures de la profondeur des guides et celles du profil d'intensité des modes guidés nous fournissent une première validation du processus de fabrication des guides sélectivement enterrés réalisés dans le GO14. En effet, la profondeur minimale de guides, égale à $(20 \pm 1) \mu\text{m}$, coïncide avec celle prévue par les simulations et les profils d'intensités des modes guidés de-

vraient garantir des faibles pertes de couplage avec les fibres optiques.

3.4.3.2 Mesure des pertes

Les pertes par insertion α_{ins} , définies par l'équation (3.29) sont mesurées, aux longueurs d'onde de pompe $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm, en utilisant le banc de mesure de pertes précédemment décrit et illustré en figure 3.15. En effet, comme le superstrat actif n'a pas encore été reporté sur les guides sélectivement enterrés, il est possible de les caractériser à ces deux longueurs d'onde sans craindre aucune interaction avec le milieu actif. Pour cette raison, on peut extraire ici les pertes par couplage à l'aide d'une deuxième mesure de pertes par insertion α'_{ins} faite avec le montage schématisé dans les figures 3.35(a,b). La lumière de

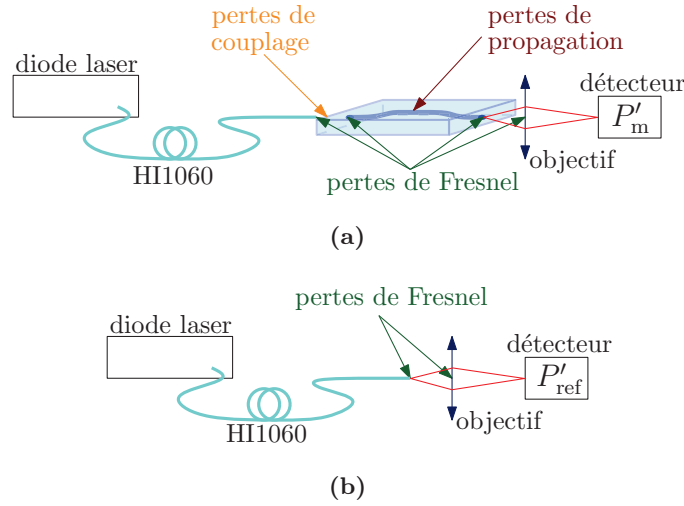


FIGURE 3.35 – Mesure de pertes d'insertion α'_{ins} .

la source laser est toujours injectée dans le guide à tester avec un fibre HI1060. La lumière en sortie du guide est récupérée par un objectif de microscope et focalisée sur un détecteur calibré. Cette configuration du banc, illustrée en figure 3.35(a), permet de mesurer la puissance P'_m en sortie de guide. La puissance de référence P'_{ref} est obtenue en focalisant sur le détecteur, à l'aide de l'objectif de microscope, la lumière en sortie de la fibre d'injection, comme montre la figure 3.35(b). Les pertes par insertion α'_{ins} , en décibel, valent ainsi :

$$\alpha'_{\text{ins}} = 10 \log \left(\frac{P'_m}{P'_{\text{ref}}} \right) = 2\alpha_F + \alpha_C + \alpha_L L \quad (3.32)$$

Ainsi, en estimant $\alpha_F = 0,17$ dB et pour une longueur du guide $L = (4,22 \pm 0,05)$ cm, la soustraction $\alpha_{\text{ins}} - \alpha'_{\text{ins}}$ permet d'extraire les pertes par couplage α_C et celles par propagation α_L . Cette méthode d'extraction des pertes par couplage et par propagation est dite « des quatre mesures », car quatre mesures sont nécessaires pour connaître les pertes par insertion α_{ins} et α'_{ins} . Le tableau 3.7 regroupe les pertes d'insertion α_{ins} et α'_{ins} aussi bien que celles de

couplage α_C et de propagation α_L mesurées, à λ_p et λ_s , pour les guides de largeur w comprise entre 1,5 μm et 3 μm .

		α_{ins} (dB)	α'_{ins} (dB)	α_C (dB)	α_L (dB/cm)
$w = 1,5 \mu\text{m}$	λ_p	$4,5 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,4$	$0,53 \pm 0,23$
	λ_s	X	X	X	X
$w = 2,0 \mu\text{m}$	λ_p	$4,9 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,4$	$0,67 \pm 0,23$
	λ_s	$5,0 \pm 0,2$	$5,0 \pm 0,2$	$< 0,4$	$1,02 \pm 0,23$
$w = 2,5 \mu\text{m}$	λ_p	$5,1 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,4$	$0,72 \pm 0,23$
	λ_s	$1,3 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	$< 0,4$	$< 0,23$
$w = 3,0 \mu\text{m}$	λ_p	$6,0 \pm 0,2$	$4,6 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,4$	$0,69 \pm 0,23$
	λ_s	$1,2 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$< 0,4$	$< 0,23$

TABEAU 3.7 – Récapitulatif des pertes d'insertion α_{ins} , α'_{ins} , de couplage α_C et de propagation α_L mesurées à λ_p et λ_s pour des guides caractérisés par $1,5 \mu\text{m} < w < 3,0 \mu\text{m}$.

Les pertes de propagation $\alpha_{L,p}$ à la longueur d'onde de pompe sont autour de 0,7 dB/cm pour toute fenêtre d'échange, lorsque les pertes par couplage $\alpha_{C,p}$ sont inférieures à 1 dB pour $w \leq 2,5 \mu\text{m}$ et montent à $(1,2 \pm 0,4)$ dB pour $w = 3,0 \mu\text{m}$.

À la longueur d'onde de signal, les guides obtenues avec des fenêtres d'échange comprises entre 2 μm et 3 μm présentent des pertes de couplage inférieures à 0,4 dB, valeur qui correspond à l'incertitude de la mesure. La même situation se répète pour les pertes de propagation à la longueur d'onde de signal λ_s des guides réalisés avec $w = 2,5 \mu\text{m}$ et $w = 3,0 \mu\text{m}$, pour lesquels la valeur de $\alpha_{L,s}$ est inférieure à l'incertitude de mesure, qui est de 0,23 dB/cm. Pour les guides fabriqués avec une fenêtre d'échange de 2 μm on mesure, par contre, des pertes de propagation $\alpha_{L,s} = (1,02 \pm 0,23)$ dB/cm. Ces pertes relativement élevées peuvent être dues à des problèmes survenus lors de leur fabrication ou au fait que la longueur d'onde de coupure λ_c de ce guide soit proche de $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$. En effet les guides définis par $w = 1,5 \mu\text{m}$ ne supportent pas de mode guidé à λ_s , il est donc possible que ceux réalisés avec $w = 2,0 \mu\text{m}$ soient proches de la coupure pour cette même longueur d'onde.

Les faibles pertes de propagation et de couplage aux longueurs d'onde de pompe et de signal démontrent la qualité des guides obtenus avec le processus d'enterrage sélectif. Avant de reporter le superstrat d'IOG1 échangé sur ces guides, on va analyser leur réponse spectrale.

3.4.3.3 Réponse spectrale

La mesure de la réponse spectrale des guides sélectivement enterrés nous permet d'extraire leur longueurs d'onde de coupure λ_c en fonction de la fenêtre d'échange w . De plus, en répétant cette mesure sur l'amplificateur hybride tridimensionnel, nous pourrions évaluer les effets du superstrat sur le guidage du guide canal et s'assurer ainsi que la pompe et le signal continuent à être guidés après le report de ce dernier.

Le banc d'analyse spectrale est schématisé dans la figure 3.36. La lumière issue d'une lampe

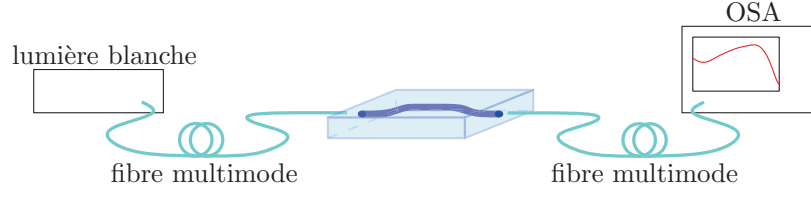


FIGURE 3.36 – Schéma du banc d'analyse spectrale.

halogène est injectée dans le guide à caractériser avec une fibre multimode. La lumière en sortie du guide est collectée par une deuxième fibre multimode connectée à un analyseur de spectre optique (OSA - HP 70950 A).

La réponse spectrale du guide est définie comme le rapport entre le spectre mesuré en sortie du guide et le spectre d'émission de la source. Celle des guides ayant une fenêtre d'ouverture de 1,5 μm , 2,0 μm et 2,5 μm est reportée dans la figure 3.37.

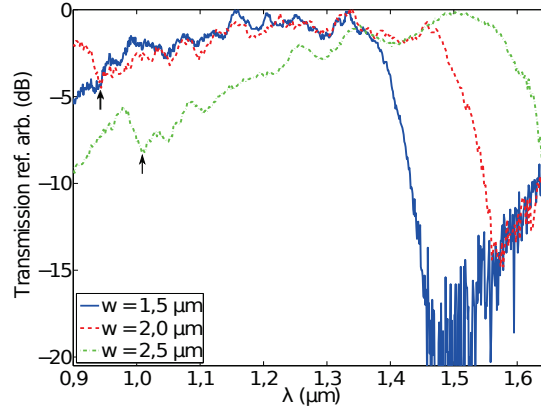


FIGURE 3.37 – Réponse spectrale des guides obtenus avec une fenêtre d'échange w comprise entre 1,5 μm et 2,5 μm .

La chute de la puissance transmise, en augmentant la longueur d'onde, permet de déterminer la longueur d'onde de coupure λ_c . Les courbes obtenues confirment les observations faites lors des mesures du profil d'indice et des pertes. En effet, on situe λ_c autour de 1360 nm, 1480 nm et 1570 nm pour des fenêtres d'échange de 1,5 μm , 2,0 μm et 2,5 μm respectivement. Cela démontre que λ_c est proche de λ_s pour les guides fabriqués avec des fenêtres de diffusion $w = 2,0 \mu\text{m}$ et justifie les pertes élevées de ces guides à λ_s . De plus, pour les guides avec w égale à 2,0 μm et 2,5 μm , on remarque une première chute de puissance d'environ 3 dB pour des longueurs d'onde de 940 nm et 1010 nm respectivement. Cette chute correspond à un changement des propriétés de guidage du guide qui passe de bimode à monomode. Ainsi, elle valide ultérieurement les mesures faites sur le banc de mesure du profil d'intensité pour les guides avec une fenêtre d'échange w allant de 1,5 μm à 2,5 μm .

La mesure d'analyse spectrale nous a permis de valider le comportement électromagnétique des guides sélectivement enterrés obtenus avec une fenêtre de diffusion de 2 μm . Nous pouvons

désormais nous intéresser aux propriétés de guidage de l'amplificateur hybride tridimensionnel réalisé en reportant le superstrat de IOG1 localement échangé sur le substrat de GO14.

3.4.4 Caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel

Lors de la caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel, nous nous intéressons d'abord à ses propriétés de guidage afin de mettre en évidence les effets du report du superstrat, localement échangé, sur les guides sélectivement enterrés ; ensuite on passera à sa caractérisation active.

3.4.4.1 Modicité et longueur d'onde de coupure

La modicité des guides en fonction de la largeur de la fenêtre d'échange w a été d'abord analysée à la longueur d'onde de pompe auxiliaire $\lambda'_p = 1059$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm sur le banc de champ proche. Comme illustré en figure 3.38, les guides avec des fenêtres d'échange w comprises entre 0,5 μm et 2 μm sont monomodes à λ'_p , comme avant le report de l'IOG1. Pour la longueur d'onde de signal, la plage des fenêtres de diffusion correspondantes à des guides monomodes s'étend maintenant de $w = 1,5$ μm à $w = 5,0$ μm . Les guides obtenus avec une ouverture du masque de 1,5 μm supportent désormais un mode guidé à λ_s car le report du superstrat « symétrise » la distribution d'indice des guides sélectivement enterrés, quand ils sont proches à la surface. Ainsi pour une fenêtre d'échange donnée la longueur d'onde de coupure λ_c est déplacée vers des longueurs d'onde plus élevées.

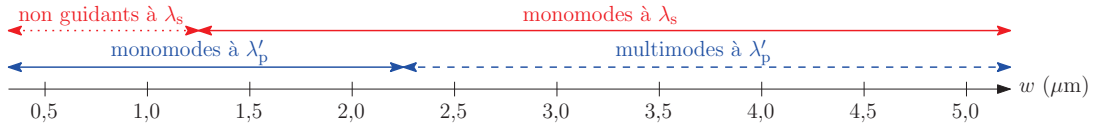


FIGURE 3.38 – Modicité des guides hybrides tridimensionnels à $\lambda'_p = 1059$ nm et $\lambda_s = 1534$ nm en fonction de la taille w de la fenêtre d'échange.

Les mesures de champ proche confirment le guidage aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Néanmoins, afin d'évaluer plus précisément la valeur de λ_c en fonction de la taille de la fenêtre de diffusion, nous mesurons la réponse spectrale des guides hybrides tridimensionnels sur le banc d'analyse spectrale qui a été présenté en figure 3.36. Pour cette mesure, la source halogène a cependant été remplacée avec une source à supercontinuum (*Leukos-SM-20*) et des fibres d'injection et de collection de type HI1060 ont été employées à la place de celles multimodes. Ces changements ont été imposés par la faible dynamique du signal collecté en sortie des guides hybrides tridimensionnels lorsque on utilisait le montage de la figure 3.36. La nouvelle configuration du banc a permis d'obtenir une plus grande dynamique du signal détecté par l'analyseur de spectre et de déterminer la longueur d'onde de coupure des guides. Par contre l'emploi des fibres HI1060, monomodes sur la plage de longueur d'onde considérée, ne permet plus d'extraire le changement de modicité des guides en fonction de la longueur d'onde.

Les figures 3.39(a) et 3.39(b) comparent la réponse spectrale des guides sélectivement enterrés sans superstrat avec celle des guides hybrides tridimensionnels. Ces courbes confirment

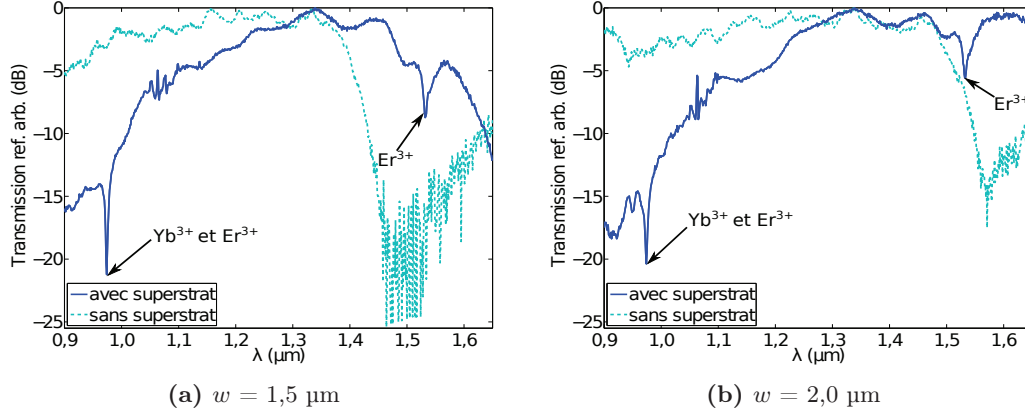


FIGURE 3.39 – Comparaison des longueurs d'onde de coupure entre les guides hybrides tridimensionnels et les guides sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange $w = 1,5 \mu\text{m}$ (a) et $w = 2,0 \mu\text{m}$ (b).

l'analyse faite en observant les profils d'intensité des champs. La longueur d'onde de coupure λ_c des guides obtenus avec des fenêtres d'échange w de $1,5 \mu\text{m}$ se déplace vers 1550 nm lorsque le superstrat actif est reporté. De la même manière, les guides définis par $w = 2 \mu\text{m}$ supportent des modes guidés pour des longueurs d'onde bien au delà de 1600 nm . Nous remarquons de plus, dans la réponse spectrale des guides tridimensionnels hybrides, la présence de deux creux à 976 nm et à 1534 nm qui témoignent de l'interaction des modes guidés avec le superstrat actif. En effet, le premier creux est dû à l'absorption de l'erbium (${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$) et de l'ytterbium (${}^4\text{F}_{7/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{5/2}$) et le deuxième à celle de l'erbium seul (${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$).

Les mesures des profils d'intensité des modes guidés et d'analyse spectrale certifient que les longueurs d'onde de pompe et de signal sont guidées par l'amplificateur hybride tridimensionnel dès que la largeur de la fenêtre d'échange w du guide canal dans le GO14 est supérieure ou égale à $1,5 \mu\text{m}$. De plus, l'analyse spectrale met en évidence l'interaction des modes guidés avec le superstrat. Cependant, pour déterminer la présence de gain optique dans la section active de l'amplificateur hybride, nous devons encore nous intéresser à ses pertes.

3.4.4.2 Mesure de pertes

Comme pour l'amplificateur hybride de surface, les pertes d'insertion de la structure hybride tridimensionnelle sont mesurées aux longueurs d'onde $\lambda'_p = 1059 \text{ nm}$ et $\lambda'_s = 1310 \text{ nm}$. Le tableau 3.8 regroupe les résultats des mesures des pertes d'insertion α_{ins} et α'_{ins} , respectivement définies par les équations (3.29) et (3.32). Les pertes par couplage α_C et par propagation α_L ont été extraites à l'aide de « la méthode des quatre mesures », décrite dans la section 3.4.3.2.

Les pertes par couplage des guides hybrides tridimensionnels à λ'_p et λ'_s ont, comme on pouvait s'y attendre, la même valeur que celles extraites à λ_p et λ_s pour les guides sélectivement

3.4. Réalisation et caractérisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel

		α_{ins} (dB)	α'_{ins} (dB)	α_C (dB)	α_L (dB/cm)
$w = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$	λ'_p	$11,9 \pm 0,2$	$10,9 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,4$	$2,37 \pm 0,23$
	λ'_s	$6,4 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,2$	$< 0,4$	$1,36 \pm 0,23$
$w = 2,0 \text{ } \mu\text{m}$	λ'_p	$11,5 \pm 0,2$	$10,3 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,4$	$2,18 \pm 0,23$
	λ'_s	$6,5 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,2$	$< 0,4$	$1,38 \pm 0,23$
$w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$	λ'_p	$10,9 \pm 0,2$	$9,7 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,4$	$2,04 \pm 0,23$
	λ'_s	$5,6 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,2$	$< 0,4$	$1,17 \pm 0,23$
$w = 3,0 \text{ } \mu\text{m}$	λ'_p	$11,0 \pm 0,2$	$9,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,4$	$2,07 \pm 0,23$
	λ'_s	$5,6 \pm 0,2$	$5,3 \pm 0,2$	$< 0,4$	$1,17 \pm 0,23$

TABEAU 3.8 – Pertes des guides hybrides tridimensionnels pour différentes fenêtres d'échange w à λ'_p et λ'_s .

enterrés (avant le report du superstrat). Au contraire, les pertes par propagation des guides hybrides sont beaucoup plus grandes. Or, cela est normal, car les pertes par propagation des guides hybrides tridimensionnels prennent en compte les pertes par couplage α'_C , dues au changement abrupt des profils des modes guidés lors du passage de la section d'interfaçage à celle active et vice-versa.

Les figures 3.40(a) et 3.40(b) comparent les contributions aux pertes d'insertion d'un guide sélectivement enterré, que on indiquera dorénavant $\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gse}}$, avec celles du guide hybride tridimensionnel, notées $\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gh3D}}$. Pour ce dernier les pertes de couplage α'_C sont considérées égales à chaque transition entre la section d'interfaçage et la section active.

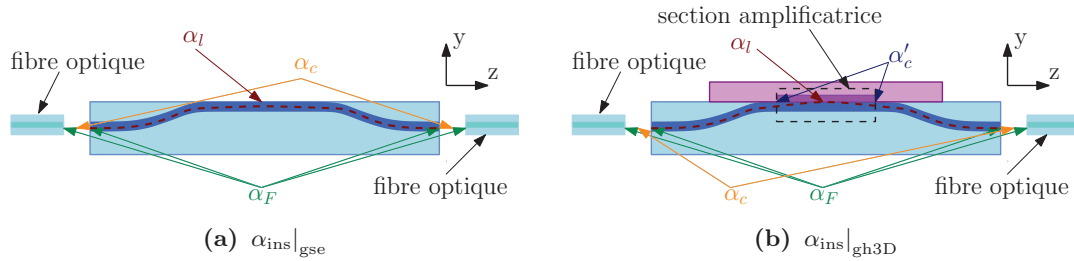


FIGURE 3.40 – Contribution aux pertes par insertion d'un guide sélectivement enterré (a), $\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gse}}$, et d'un guide hybride tridimensionnel (b), $\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gh3D}}$. Où α_F sont les pertes de Fresnel, α_C les pertes par couplage entre la fibre optique et le guide d'onde, α_L les pertes par propagation et α'_C les pertes de couplage dans le guide hybride tridimensionnel à chaque interface entre la région active et celle d'interfaçage.

A partir de ces figures, nous écrivons les pertes d'insertion des deux structures, de la manière suivante :

$$\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gse}} = 2\alpha_C + 4\alpha_F + L\alpha_L|_{\text{gse}} \quad (3.33a)$$

$$\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gh3D}} = 2\alpha_C + 4\alpha_F + L\alpha_L|_{\text{gh3D}} + 2\alpha'_C \quad (3.33b)$$

où $\alpha_L|_{\text{gse}}$ et $\alpha_L|_{\text{gh3D}}$ sont respectivement les pertes de propagation du guide sélectivement en-

terré et du guide hybride tridimensionnel. En faisant l'hypothèse que les pertes de propagations des deux structures $\alpha_L|_{\text{gse}}$ et $\alpha_L|_{\text{gh3D}}$ soient égales, ou varient peu lors du report du superstrat sur le substrat, on déduit les pertes par couplage α'_C du guide hybride tridimensionnel :

$$2\alpha'_C = \alpha_{\text{ins}}|_{\text{gh3D}} - \alpha_{\text{ins}}|_{\text{gse}} \quad (3.34)$$

Les valeurs des pertes par couplage α'_C à l'interface de la région active du guide hybride tridimensionnel sont visibles dans le tableau 3.9.

	$w = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$	$w = 2,0 \text{ } \mu\text{m}$	$w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$	$w = 3,0 \text{ } \mu\text{m}$
λ_p	$(3,7 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(3,2 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(2,8 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(2,5 \pm 0,2) \text{ dB}$
λ_s	$(2,6 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(2,6 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(2,1 \pm 0,2) \text{ dB}$	$(2,1 \pm 0,2) \text{ dB}$

TABLEAU 3.9 – Pertes de couplage α'_C des guides hybrides tridimensionnels à λ_p et λ_s .

L'extraction de α'_C , à λ_s , pour les guides définis par des fenêtres d'échange de $1,5 \text{ } \mu\text{m}$ et $2,0 \text{ } \mu\text{m}$, a été faite en utilisant les pertes d'insertion, $\alpha_{\text{ins}}|_{\text{gse}}$, de $(1,3 \pm 0,2) \text{ dB}$, mesurées sur les guides avec $w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$. Les valeurs des pertes de couplage α'_C pour $w = 2,0 \text{ } \mu\text{m}$ se révèlent supérieures à celles prévues par simulation, reportées par les figures 3.25(a,b), qui montaient à $1,9 \text{ dB}$ à λ_p et à $1,6 \text{ dB}$ à λ_s .

Maintenant que les pertes α'_C du guide hybride tridimensionnel sont connues nous pouvons, à l'aide des mesures de gain, extraire le gain net corrigé de la section active et déterminer ainsi la présence de gain optique dans cette région du guide.

3.4.4.3 Mesure de gain

Lors des mesures d'amplification, faites sur le banc de mesure de gain présenté précédemment en figure 3.18, on a pu utiliser une diode de pompe toujours centrée à $\lambda_p = 976 \text{ nm}$, mais délivrant une puissance $P_{p,\text{bf}}$ maximale de $(290 \pm 15) \text{ mW}$ à la sortie de la fibre d'injection. L'incrément de 70 mW de la puissance de pompe dégrade localement la colle optique, employée auparavant pour les mesures de gain, générant des dommages conséquents aux arêtes de l'échantillon. En conséquence, elle n'a pas été utilisée lors des mesures de gain des guides tridimensionnels hybrides. La puissance de signal $P_{\text{ref},s}$, à la sortie de la fibre d'injection, vaut cette fois $(-29,1 \pm 0,4) \text{ dBm}$.

La figure 3.41 reporte la variation du gain net G^{net} en fonction de la puissance de pompe $P_{p,\text{bf}}$ pour les guides présentant une fenêtre d'échange w comprise entre $1,5 \text{ } \mu\text{m}$ et $2,5 \text{ } \mu\text{m}$. Le gain net reste négatif pour quelle que soit la fenêtre d'échange w . Plus précisément, au maximum de la puissance de pompe, il atteint une valeur allant de $(-4,9 \pm 0,8) \text{ dB}$, pour $w = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$, à $(-3,9 \pm 0,8) \text{ dB}$, pour $w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$. Le gain interne, défini comme la différence entre le gain au maximum de la puissance de pompe et le gain à puissance de pompe nulle, se lève à $(7,0 \pm 0,8) \text{ dB}$ dans le guide avec $w = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$. Il descend à $(5,2 \pm 0,8) \text{ dB}$ et à $(4,8 \pm 0,8) \text{ dB}$, lorsque w est de $2 \text{ } \mu\text{m}$ et de $2,5 \text{ } \mu\text{m}$. Cela témoigne que, comme attendu, les

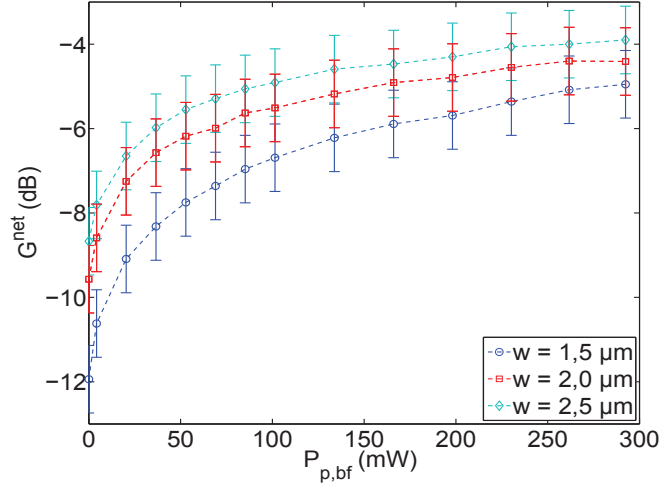


FIGURE 3.41 – Gain net des guides hybrides tridimensionnels avec des fenêtres d'échange comprises entre 1,5 μm et 2,5 μm .

guides amplificateurs hybrides définis par une fenêtre d'échange plus petite présentent une meilleure interaction des modes de pompe et de signal avec le superstrat actif.

Afin de déterminer la présence de gain optique dans la section active de l'amplificateur hybride, il est à nouveau nécessaire d'extraire le gain net corrigé G^{cor} . Compte tenu des pertes de couplages α_C et α'_C aussi bien que des pertes de Fresnel α_F , présentes aux interfaces verre/air du moment que la colle optique n'as pas été utilisée, le gain net corrigé s'exprime sous la forme :

$$G^{cor}(P_{p,bf}) = G^{net}(P_{p,bf}) + 2\alpha_{C,s} + 2\alpha'_{C,s} + 4\alpha_F \quad (3.35)$$

Or, comme la valeur des pertes de couplages $\alpha_{C,s}$ n'a pas pu être extraite car elle est inférieure à l'incertitude de mesure, on va déterminer le gain net corrigé en se plaçant dans le pire des cas et on considère $\alpha_{C,s}$ nul. Ainsi on re-écrit l'équation (3.35) comme

$$G^{cor}(P_{p,bf}) = G^{net}(P_{p,bf}) + 2\alpha'_{C,s} + 4\alpha_F \quad (3.36)$$

Le gain corrigé G^{cor} des guides avec w compris entre 1,5 μm et 2,5 μm , extrait en employant l'équation (3.36), est reporté dans la figure 3.42.

Les guides présentant une fenêtre d'échange de 1,5 μm et de 2,5 μm atteignent, au maximum de la puissance de pompe ($P_{p,bf} = (290 \pm 15)$ mW), un gain net corrigé de $(1,0 \pm 1,2)$ dB, alors que pour le guide réalisé avec $w = 2 \mu m$, ceci vaut $G^{cor} = (1,5 \pm 1,2)$ dB. Cette valeur de gain net corrigé démontre expérimentalement l'existence de gain optique dans les guides hybrides tridimensionnels et valide la compatibilité entre l'hybridation verticale d'un matériau actif et l'intégration tridimensionnelle. À partir des mesures du gain net corrigé, on peut déduire que, pour une puissance de pompe de 290 mW, les guides avec $w = 1,5 \mu m$ et $w = 2,5 \mu m$ présentent dans leur région active de longueur $L_{gp}(1,15 \pm 0,05)$ cm un gain

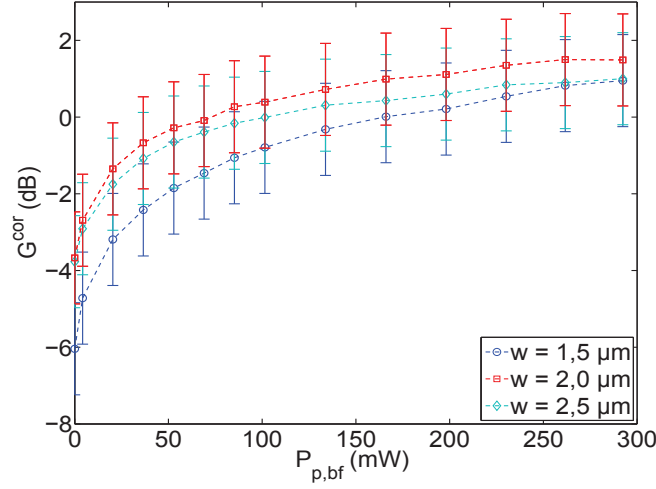


FIGURE 3.42 – Gain net corrigé des guides hybrides tridimensionnels avec des fenêtres d'échange comprises entre $1,5 \mu m$ et $2,5 \mu m$.

optique de $(0,87 \pm 1,05)$ dB/cm. De la même manière, on extrait un coefficient de gain dans la section active du guide hybride réalisé avec fenêtre d'ouverture de $2,0 \mu m$ qui monte à $(1,30 \pm 1,05)$ dB/cm pour $P_{p,bf} = (290 \pm 15)$ mW.

En ayant démontré la possibilité d'atteindre la condition d'inversion de population dans la section active de l'amplificateur hybride nous allons déterminer, dans le prochain chapitre, si cette architecture tridimensionnelle peut être employée pour réaliser des sources lasers DFB.

3.5 Conclusion

La première partie de ce chapitre a été dédiée à la description et à la modélisation des propriétés amplificatrices d'un guide amplificateur hybride. Les phénomènes fondamentaux de l'interaction lumière-matière (l'absorption, l'émission stimulée et spontanée) ont été introduits et utilisés pour modéliser l'amplification optique dans le verre IOG1 codopé erbium-ytterbium. Ce modèle a été ensuite adapté et employé pour décrire le gain optique dans un guide amplificateur hybride constitué d'un guide canal réalisé, par échange d'ions Ag^+/Na^+ , à la surface du GO14 et chargé par un guide plan défini, par un échange du même type, dans le verre IOG1.

Après avoir vérifié théoriquement la présence de gain optique dans ce guide amplificateur hybride, on a procédé à sa fabrication et à sa caractérisation. Les caractérisations passives de l'échantillon ont permis de valider ses propriétés de guidage et d'extraire ses pertes par propagation, à la longueur d'onde de pompe et de signal. Ces dernières atteignent une valeur maximale de $(1,2 \pm 0,7)$ dB/cm à λ_p , dans les guides définies par une fenêtre d'échange dans le GO14 de $2 \mu m$, et à λ_s sont inférieures ou égales à l'incertitude de la mesure, qui est de $0,7$ dB/cm. Les guides amplificateurs hybrides fabriqués se sont donc avérés compatibles avec la possibilité d'obtenir du gain optique dans le guide amplificateur. Lors des caractérisations de

gain, on a pu mesurer du gain net dans le guide amplificateur défini par une fenêtre d'échange de 6 μm . La mesure du gain net corrigé nous a permis d'extraire, dans les guides réalisés avec une ouverture de masque de 2 μm et 6 μm , un coefficient de gain de $(1,7 \pm 1,1)$ dB/cm pour une puissance de pompe livrée en bout de la fibre d'injection de (220 ± 10) mW. Cette mesure valide ainsi l'architecture amplificatrice proposée. De plus, ce résultat constitue, à notre connaissance, la première démonstration expérimentale de la présence de gain optique dans un amplificateur hybride réalisé avec un échange Ag^+/Na^+ dans le substrat et dans le superstrat.

La validation des propriétés amplificatrices de l'amplificateur hybride de surface nous a permis de passer à la réalisation des guides hybrides tridimensionnels. Après avoir qualifié le guidage des guides sélectivement enterrés et des guides tridimensionnels hybrides, on a mesuré le gain net corrigé des guides hybrides. Un coefficient de gain de $(1,30 \pm 1,05)$ dB/cm, dans la région active du composant, a été extrait pour les guides réalisés avec des fenêtres d'échange de 2,0 μm lorsque une puissance de pompe de (290 ± 15) mW est délivrée en bout de la fibre d'injection. En ayant ainsi validé la présence de gain optique dans un guide hybride tridimensionnel, on peut maintenant passer à la fabrication d'un laser DFB hybride tridimensionnel.

Chapitre 4

Réalisation et caractérisation d'un laser DFB hybride tridimensionnel

Sommaire

4.1	Introduction	130
4.2	Émission laser	130
4.3	Structure étudiée	131
4.4	Modélisation du guide de Bragg	132
4.4.1	Principe du guide de Bragg	133
4.4.2	La théorie des modes couplés et ses hypothèses	134
4.4.3	Guide d'onde de Bragg passif : le miroir sélectif	135
4.4.4	Guide d'onde de Bragg actif : le laser DFB	138
4.5	Dimensionnement de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel	143
4.5.1	Pertes à la longueur d'onde de pompe	144
4.5.2	Rétroaction et puissance émise à la longueur d'onde de signal	146
4.6	Réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel	149
4.6.1	Procédé technologique	149
4.6.2	Réalisation du réseau de Bragg	149
4.6.3	Topographie du réseau	151
4.7	Caractérisation des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés	152
4.7.1	Profils modaux, profondeur d'enterrage et analyse spectrale	153
4.7.2	Réponse spectrale à la longueur d'onde de Bragg et mesure des pertes	154
4.8	Caractérisation du laser DFB hybride tridimensionnel	156
4.8.1	Caractérisation passives	157
4.8.2	Caractérisation actives	159
4.9	Perspectives	168

4.9.1	À court terme : étude des régime d'émission des laser hybrides . .	168
4.9.2	À court-moyen terme : amélioration des performances de l'architec- ture des amplificateurs et des lasers DFB hybrides tridimensionnels	170
4.9.3	À long terme : vers des dispositifs hybrides tridimensionnels complexes	174
4.10	Conclusion	176

4.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il est possible de mesurer un gain optique non seulement dans un amplificateur hybride basé sur un guide canal fabriqué à la surface du substrat passif, mais aussi dans une structure hybride tridimensionnelle. Dans ce chapitre, nous montrerons donc comment nous avons intégré un élément de contre-réaction optique, dans l'architecture de l'amplificateur hybride tridimensionnel, permettant d'obtenir une émission laser.

La première partie de ce chapitre est dédiée à un rappel des conditions à satisfaire pour réaliser une source laser et à la présentation de la structure du laser DFB hybride tridimensionnel. Ensuite, on décrira le fonctionnement d'un guide d'onde de Bragg passif et actif, ce qui nous conduira à mettre en place un modèle pour étudier l'émission en régime continu du composant que on souhaite réaliser. Ce modèle sera donc employé pour démontrer la faisabilité théorique du laser DFB hybride tridimensionnel dont on détaillera les étapes de fabrication. On se concentrera ensuite sur la caractérisation du composant et sur l'étude de son régime d'émission. Enfin, le chapitre s'achève avec la présentation des perspectives ouvertes par ce travail.

4.2 Émission laser

Avant de passer à l'étude du laser DFB hybride tridimensionnel, nous allons rappeler brièvement le fonctionnement d'une source laser en évoquant, en particulier, ses éléments constitutifs et les différents régimes qui peuvent caractériser son émission.

Une source laser est constituée d'un milieu amplificateur, ou actif, enfermé dans une cavité optique. La cavité optique exerce une contre-réaction résonante sur une plage de longueurs d'onde pouvant être amplifiées par le milieu actif. La figure 4.1 présente une configuration classique d'un laser employant une cavité optique, de type Fabry-Perot, formée par deux miroirs de réflectivité R_1 et R_2 .

Quand le milieu actif est excité à la longueur d'onde de pompe λ_p , il émet, par émission spontanée et stimulée, de la lumière aux longueurs d'onde de signal ; les miroirs renvoient une partie de cette lumière vers le milieu amplificateur et accomplissent ainsi une fonction de contre-réaction.

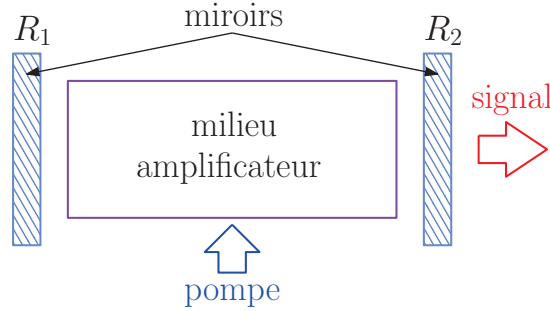


FIGURE 4.1 — Schéma d'un laser de type Fabry-Perot où le milieu actif est enfermé entre deux miroirs caractérisés par une réflectivité $R_2 < R_1 = 100\%$.

Lorsque le gain du milieu amplificateur dépasse les pertes totales du système, c'est à dire les pertes interactivité et celles dues aux miroirs, l'émission laser a lieu aux longueurs d'onde de signal qui interfèrent de manière constructive dans la cavité [50]. La puissance de pompe nécessaire à amorcer l'émission laser est appelée puissance de seuil.

Une fois l'émission laser déclenchée, son évolution temporelle dépend en grand partie des non-linéarités de la source laser ; celle-ci peut ainsi émettre de manière continue, impulsionnelle ou chaotique [140]. En particulier, la saturation du gain du milieu actif amène à une émission continue de la source laser. Par contre, si le milieu actif ou la cavité présentent d'autres non-linéarités, l'émission peut se faire par impulsions ou de manière chaotique. Il est ainsi possible, par exemple, d'obtenir un laser impulsionnel à partir d'un laser continu en introduisant dans la cavité un élément non linéaire. C'est le cas des lasers pulsés Q-switched passif où un absorbant saturable, inséré dans la cavité, induit une variation periodique des pertes intracavité et force la source à émettre par impulsions [50].

La recherche d'un régime d'émission particulier, continu, impulsionnel ou chaotique, dépend fortement du type d'application. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 1, des sources lasers continues monomodes émettant autour de 1550 nm sont employées dans les télécommunications optiques et pour les capteurs *eye-safe*. Des applications similaires ont été proposées pour les sources chaotiques [141, 142, 143]. Au contraire, les lasers impulsionnels sont surtout employés comme sources pour les capteurs, comme les LiDARs impulsionnels [144, 145] ou pour les capteurs fibrés [146, 147], en raisons des puissances crête importantes qu'ils peuvent délivrer. En effet, ce type de laser peut, à parité de puissance de pompe, fournir des puissances crête qui arrivent à dépasser de plusieurs ordres de grandeur la puissance émise par un laser continu [50].

4.3 Structure étudiée

Le laser DFB hybride tridimensionnel que nous allons réaliser est présenté en coupe dans la figure 4.2.

Lorsque l'on compare ce dispositif avec l'amplificateur hybride tridimensionnel, montré en

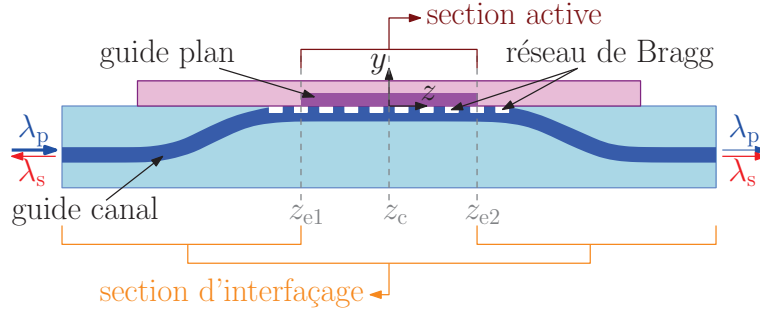


FIGURE 4.2 – Représentation en coupe du laser DFB hybride tridimensionnel.

figure 2.10(b), on y reconnaît la même division fonctionnelle en trois sections : deux éléments d'interface et une zone active. Comme dans l'amplificateur hybride tridimensionnel, les sections d'interface permettent à la lumière guidée d'atteindre, depuis la profondeur du substrat passif, l'interface entre le verre actif et celui passif, puis de redescendre dans le verre passif. Dans la section active, définie par la région du superstrat qui a été exposée à l'échange Ag^+/Na^+ , les modes guidés à la longueur d'onde de pompe λ_p et de signal λ_s interagissent de manière importante et avec le superstrat actif et avec le réseau de Bragg réalisé à la surface du substrat passif.

La différence principale entre l'architecture du laser illustrée en figure 4.2 et celle de l'amplificateur hybride réalisé au chapitre précédent est la présence d'un réseau de Bragg. Ce dernier se comporte comme un miroir distribué à la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B \approx 1534$ nm et permet de générer un signal laser à λ_s , proche de λ_B . Si le réseau de Bragg fournit la contre-réaction nécessaire pour engendrer l'émission laser, le gain optique est obtenu en excitant le guide canal sélectivement enterré avec une diode émettant à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 976$ nm.

Ainsi, la lumière guidée à λ_p accède à la section active du composant et en interagissant avec le superstrat permet d'atteindre l'inversion de population dans le milieu actif. La présence conjointe du gain optique et du réseau de Bragg dans la section active du composant conduit à l'émission du signal laser à λ_s . Le mode guidé à λ_s , ainsi généré, se propage alors de la section active vers les sections d'interface et peut être collecté des deux côtés du dispositif.

L'élément clef de ce dispositif est le réseau de Bragg inscrit dans le guide d'onde afin de réaliser ce que nous appellerons dans la suite un « guide d'onde de Bragg » et dont nous allons maintenant détailler le fonctionnement.

4.4 Modélisation du guide de Bragg

Un guide de Bragg est un guide d'onde qui présente une variation périodique de son indice de réfraction selon la direction de propagation des modes guidés. En optique intégrée sur verre, cette variation d'indice est habituellement obtenue par gravure réactive sèche [148] ou par photo-inscription [92] d'un réseau de Bragg à la surface du substrat qui abrite le guide

d'onde.

La figure 4.3 illustre un guide plan de Bragg dont le cœur, d'indice de réfraction n_c et épaisseur d , est compris entre un substrat et un superstrat semi-infinis possédant respectivement des indices de réfraction n_{sub} et n_{sup} . Les indices de réfraction du guide obéissent à la relation suivante $n_c > n_{\text{sub}} \geq n_{\text{sup}}$.

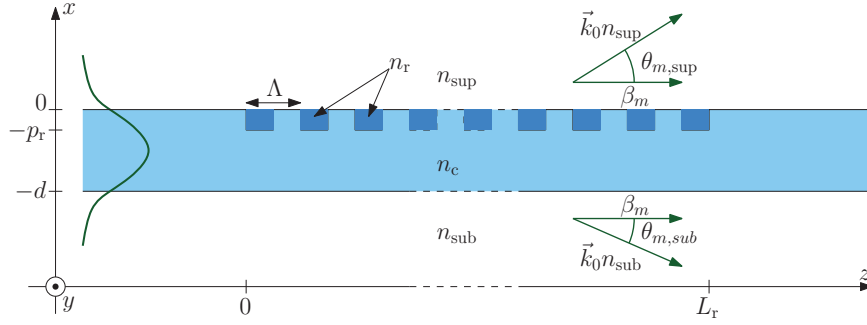


FIGURE 4.3 – Architecture générale d'un guide plan de Bragg.

Le réseau de Bragg est caractérisé par une période Λ et alterne, dans le cas analysé, des régions rectangulaires d'indice de réfraction n_r , ayant une profondeur p_r et une longueur $\Lambda/2$, avec des régions, de même forme et taille, possédant un indice de réfraction n_c .

4.4.1 Principe du guide de Bragg

Quand un mode guidé, avec une longueur d'onde λ comparable à la période Λ du réseau, se propage dans le guide de Bragg, comme en figure 4.3, il interagit avec les discontinuités périodiques du réseau. Ce mode, dit propagatif car il se propage selon la direction positive de l'axe z , est alors diffracté et excite d'autres modes guidés ou rayonnés de la structure ; pour cette raison, il sera aussi appelé mode source. Étant donné la périodicité du réseau, la lumière diffractée du mode source est couplée principalement sur les modes du guide qui obéissent à la condition d'accord de phase :

$$\beta_g - \beta_m = \frac{2m\pi}{\Lambda}, \text{ avec } m \in \mathbb{Z} \quad (4.1)$$

où β_g est la constante de propagation du mode de source, β_m peut indiquer soit la constante de propagation paraxiale d'un mode rayonné ou la constante de propagation d'un mode guidé et m est un entier identifiant l'ordre de diffraction du réseau.

Si on considère le couplage du mode source avec un mode rayonné, nous pouvons exprimer β_m comme :

$$\beta_m = k_0 n_i \cos \theta_{m,i} \quad (4.2)$$

avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ le module du vecteur d'onde dans le vide $\vec{k}_0$, $\theta_{m,i}$ l'angle entre ce dernier et l'axe z et n_i l'indice de réfraction du substrat ou du superstrat. Or, à partir des équations (4.1) et (4.2), il est possible de définir une condition sur la longueur d'onde λ du mode source qui

détermine si la lumière, transportée par ce dernier, est rayonnée dans le substrat ou dans le superstrat [149]. Cette condition est formalisée par l'inéquation suivante :

$$\frac{\Lambda(n_{\text{eff,g}} - n_i)}{m} \leq \lambda \leq \frac{\Lambda(n_{\text{eff,g}} + n_i)}{m} \quad (4.3)$$

où $n_{\text{eff,g}} = \beta_g/k_0$ est l'indice effectif du mode guidé et m est toujours l'ordre de diffraction du réseau. Les modes guidés, à des longueurs d'onde λ satisfaisant cette condition, sont donc atténués lors qu'ils se propagent dans le guide d'onde de Bragg, car une partie de leur puissance est diffractée dans le substrat et dans le superstrat. A cause de cela, ils sont caractérisés par des pertes de diffraction notées α_d .

De manière similaire, la condition d'accord de phase (4.1) permet de rechercher pour quelles longueurs d'onde le guide de Bragg couple la puissance du mode source, de constante de propagation $\beta_g = k_0 n_{\text{eff,g}}$, sur le mode contra-propagatif, caractérisé par une constante de propagation égale à $-\beta_g$. En effet, imposant $\beta_m = -\beta_g$ dans l'équation (4.1), on retrouve que le guide de Bragg se comporte comme un élément rétroactif, c'est à dire comme un miroir, quand la longueur d'onde λ du mode source vaut :

$$\lambda_B = \lambda = \frac{2n_{\text{eff,g}}\Lambda}{m} \quad (4.4)$$

où λ_B est appelée longueur d'onde de Bragg et m est l'ordre du réseau. Ainsi, seuls les modes guidés caractérisés par $\lambda \approx \lambda_B$ sont réfléchis par le guide de Bragg.

La condition d'accord de phase (4.1) permet donc de déterminer les différents régimes de fonctionnement du guide d'onde de Bragg. De plus, elle identifie les conditions à remplir afin que ce dernier agisse comme un élément rétroactif. Cependant, pour décrire le comportement du laser DFB, il est essentiel de connaître l'efficacité du couplage entre les modes propagatif et contra-propagatif. Nous allons alors traiter de manière plus complète la propagation des modes guidés dans le guide de Bragg en faisant recours à la théorie des modes couplés.

4.4.2 La théorie des modes couplés et ses hypothèses

La théorie des modes couplés est basée sur une méthode perturbative. Cela signifie que le réseau de Bragg est considéré comme une perturbation du guide d'onde. Ainsi, on suppose que le guide de Bragg supporte des modes guidés caractérisés par des profils d'amplitude similaires à ceux du guide non perturbé et que l'effet du réseau de Bragg se répercute principalement sur leur constante de propagation β_g . De plus, en employant cette théorie on s'intéressera uniquement aux variations lentes de l'amplitude des modes qui se propagent dans le guide de Bragg.

Dans les sections suivantes, on appliquera au guide plan de Bragg illustré dans la figure 4.3, les résultats de la théorie des modes couplés, dérivés par A. Yariv [117, 150]. Ces résultats pourront être directement employés dans le cas du laser hybride tridimensionnel, car pour cette structure l'hypothèse de faible guidage formalisée au chapitre 2 est valable. Le lecteur

intéressé à la généralisation de ces équations pour un guide canal quelconque peut se référer à l'ouvrage de Marcuse [114].

4.4.3 Guide d'onde de Bragg passif : le miroir sélectif

Avant d'aborder le modèle du laser DFB on s'intéresse au comportement du guide de Bragg, en tant que miroir sélectif en longueur d'onde ; cela nous permet en effet de relier les caractéristiques opto-géométriques du guide à sa réflectivité et de mieux comprendre ensuite le comportement du laser DFB. On considère ainsi le guide de Bragg de la figure 4.4 comme étant monomode et ne présentant ni gain ni pertes. De plus, on se concentre en particulier sur la propagation du mode guidé TE supporté par ce guide ; les résultats pour le mode TM et pour des guides multimodes peuvent être dérivés de manière similaire.

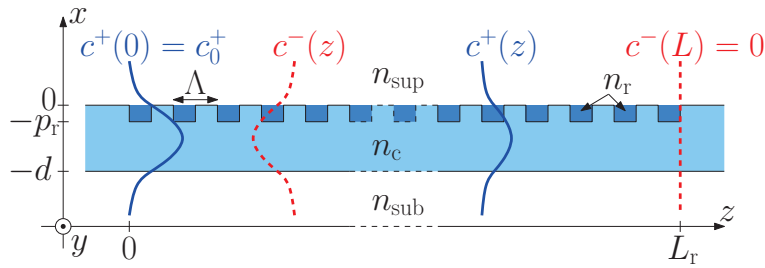


FIGURE 4.4 – Exemple de couplage entre mode propagatif et contra-propagatif dans un guide d'onde de Bragg passif.

Nous exprimons l'évolution de l'amplitude des composantes $E_y^+(x, z)$ et $E_y^-(x, z)$ des modes guidés TE, propagatif et contra-propagatif, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E_y^+(x, z) &\approx c^+(z) \mathcal{E}_y(x) e^{-j\beta_g z} \\ E_y^-(x, z) &\approx c^-(z) \mathcal{E}_y(x) e^{j\beta_g z} \end{aligned} \quad (4.5)$$

où $c^+(z)$ et $c^-(z)$ sont respectivement les enveloppes des amplitudes complexes des modes propagatif et contra-propagatif, $\mathcal{E}_y(x)$ est le profil d'amplitude du mode fondamental du guide non-perturbé et β_g est leur constante de propagation. Ce sont donc les termes $c^+(z)$ et $c^-(z)$ qui prennent en compte l'effet du réseau de Bragg sur l'évolution, selon l'axe z , de l'amplitude des modes propagatif et contra-propagatif.

Pour les modes caractérisés par une longueur d'onde λ proche à la longueur d'onde de Bragg λ_B , l'évolution des amplitudes complexes $c^+(z)$ et $c^-(z)$ est régie par le système d'équations couplées [117] :

$$\begin{cases} \frac{\partial c^-(z)}{\partial z} = \kappa c^+(z) e^{-j2\Delta\beta z} \\ \frac{\partial c^+(z)}{\partial z} = \kappa^* c^-(z) e^{j2\Delta\beta z} \end{cases} \quad (4.6)$$

avec κ le coefficient de couplage par unité de longueur entre les deux modes et $\Delta\beta = \beta_g - m \frac{\pi}{\Lambda}$,

où m est l'ordre de diffraction du réseau de Bragg qui permet de satisfaire la condition d'accord de phase $\Delta\beta$ entre le mode propagatif et le mode contra-propagatif. Le coefficient de couplage κ quantifie l'interaction, par unité de longueur, entre le réseau de Bragg et le mode guidé et s'exprime comme [117] :

$$\kappa = j \frac{\omega \varepsilon_0}{4P} a_m \int_{-p_r}^0 \Delta n^2(x) |\mathcal{E}_y(x)|^2 dx \quad (4.7)$$

où ω est la pulsation de l'onde, ε_0 la constant diélectrique du vide, P la puissance du mode, a_m est le coefficient de Fourier d'ordre m du réseau de Bragg et $\Delta n^2(x)$ est égale à $n_c^2 - n_r^2$. Nous remarquons alors que l'interaction entre le mode guidé et le réseau dépend du profil de ce dernier via le terme a_m , de sa profondeur p_r et du contraste d'indice de réfraction $\Delta n^2(x)$ créé. Il est maintenant clair que si c'est la période Λ du réseau qui fixe la longueur d'onde de Bragg λ_B , ce sont les caractéristiques opto-géométriques de celui-ci (a_m , p_r et $\Delta n^2(x)$) qui déterminent, via le terme κ , la force du couplage par unité de longueur entre le mode propagatif et le contra-propagatif.

À partir du système (4.6) il est ainsi possible de décrire le comportement du guide d'onde de Bragg en tant que miroir sélectif. Pour cela on suppose, comme montré en figure 4.4, que le mode propagatif possède à l'entrée du guide de Bragg (en $z = 0$) une amplitude $c^+(0) = c_0^+$. De plus, on impose qu'à la fin du réseau $c^-(L_r)$ soit nul, c'est à dire que aucun mode contra-propagatif n'entre à l'autre bout du guide en $z = L_r$.

En résolvant le système (4.6) avec ces conditions aux limites, on obtient que l'évolution de l'amplitude des modes propagatif et contra-propagatif est régie par les équations :

$$c^-(z) = \frac{j\kappa c_0^+ \sinh[S(z - L_r)]}{-\Delta\beta \sinh(SL_r) + jS \cosh(SL_r)} e^{-j\Delta\beta z} \quad (4.8a)$$

$$c^+(z) = \frac{c_0^+ \{\Delta\beta \sinh[S(z - L_r)] + jS \cosh[S(z - L_r)]\}}{-\Delta\beta \sinh(SL_r) + jS \cosh(SL_r)} e^{+j\Delta\beta z} \quad (4.8b)$$

où $S = \sqrt{|\kappa|^2 - \Delta\beta^2}$.

La figure 4.5 montre l'évolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à la longueur d'onde de Bragg, pour $|\kappa| = 1 \text{ cm}^{-1}$ et $L_r = 1 \text{ cm}$. On observe ainsi que la puissance du mode propagatif décroît au long de la propagation ; cette puissance n'est pas perdue, mais couplée sur le mode contra-propagatif. Par conséquence, on a bien une réflexion du mode propagatif due au réseau de Bragg.

Les équations (4.8a) et (4.8b) permettent de calculer la réponse spectrale du guide d'onde de Bragg. En effet, la réflexion $R(\lambda)$ et la transmission $T(\lambda)$ du guide sont données par :

$$R(\lambda) = \left| \frac{c^-(0)}{c^+(0)} \right|^2, \quad \text{et} \quad T(\lambda) = \left| \frac{c^+(L_r)}{c^+(0)} \right|^2 \quad (4.9)$$

Comme le guide de Bragg ici étudié ne présente pas de pertes par propagation nous avons que $R(\lambda) + T(\lambda) = 1$. Si l'on s'intéresse uniquement aux valeurs de transmission et de réflexion à

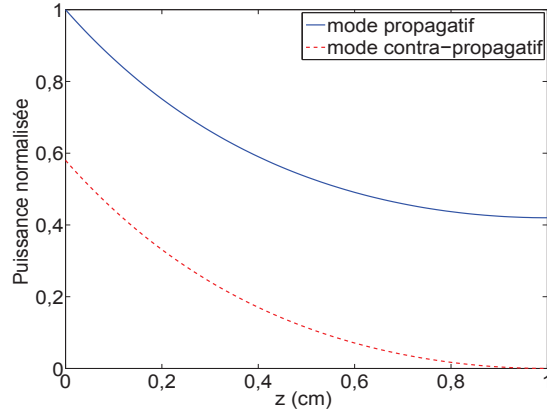


FIGURE 4.5 – Evolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à $\lambda = \lambda_B$ le long du guide de Bragg, pour $|\kappa| = 1 \text{ cm}^{-1}$ et $L = 1 \text{ cm}$.

λ_B , les équations (4.9) deviennent : $R(\lambda_B) = \tanh^2(|\kappa|L_r)$ et $T(\lambda_B) = \cosh^{-2}(|\kappa|L_r)$.

La figure 4.6 présente l'évolution des courbes de transmission obtenues pour des guides de Bragg qui présentent la même longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 1534 \text{ nm}$, mais qui ont différentes valeurs de $|\kappa|$ et L_r .

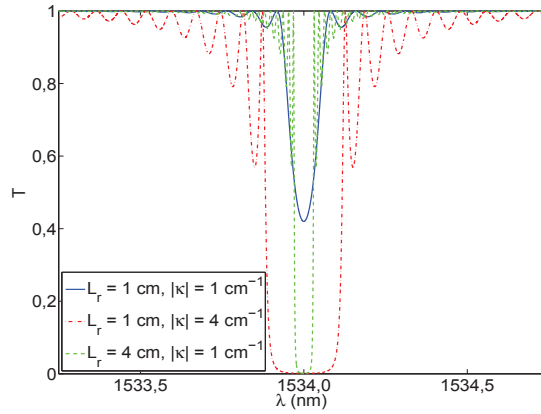


FIGURE 4.6 – Transmission des guides d'onde de Bragg avec des différents longueurs L_r et coefficients de couplage $|\kappa|$.

Nous remarquons bien dans cette figure que la réflectivité à λ_B du guide de Bragg augmente avec le produit $|\kappa|L_r$ et que elle est fixée uniquement par ce dernier. Ainsi deux guides avec le même produit $|\kappa|L_r$ présentent une réflectivité égale mais se distinguent par leur réponse spectrale lorsque les facteurs $|\kappa|$ et L_r sont différents. En particulier les valeurs de $|\kappa|$ et L_r impactent la bande de réflexion du réseau définie comme la distance $\Delta\lambda$ entre les deux premiers maxima à droite et à gauche de λ_B . En effet, à parité de produit $|\kappa|L_r$, la bande de réflexion s'élargit lorsque $|\kappa|$ croît et se rétrécit pour une augmentation de la longueur L_r du guide. Ce sont ainsi les deux termes $|\kappa|$ et L_r qui déterminent mutuellement le comportement spectral du guide de Bragg.

Ayant mis en évidence l'impact des caractéristiques opto-geometriques du réseau et de sa longueur sur la réflexion du guide de Bragg passif, on s'intéresse maintenant à leur répercussion sur ce même guide lorsque celui-ci présente du gain optique.

4.4.4 Guide d'onde de Bragg actif : le laser DFB

Un guide d'onde de Bragg qui possède du gain optique dans un plage de longueurs d'onde autour de λ_B peut émettre un signal laser : on parle alors de laser à contre-réaction répartie ou DFB (*Distributed FeedBack*). Pour décrire le comportement de ce guide de Bragg amplificateur et déterminer les conditions d'émission laser, on rajoute un terme de gain dans les équation des modes couplés du système (4.6). Elles s'écrivent alors [117] :

$$\begin{cases} \frac{\partial c^-(z)}{\partial z} = \kappa c^+(z) e^{-j2\Delta\beta z} - g_c(z) c^-(z) \\ \frac{\partial c^+(z)}{\partial z} = \kappa^* c^-(z) e^{j2\Delta\beta z} + g_c(z) c^+(z) \end{cases} \quad (4.10)$$

où g_c est le coefficient de gain modal linéique en amplitude des modes guidés. Ce gain vaut $g_s/2$: la moitié du gain modal linéique en puissance g_s défini dans l'équation (3.22) du chapitre 3. Le coefficient de gain g_c dépend alors de la position z car, en régime stationnaire, les termes de l'équation (3.22) sont fonctions de la puissance de pompe $P_p(z)$ et de la puissance de signal $P_s(z)$ qui varient le long du guide. En effet, la puissance $P_p(z)$ du mode de pompe diminue lors de la propagation car elle est absorbée par le milieu actif et diffractée par le réseau de Bragg. De manière similaire, l'interaction avec le milieu actif et avec le réseau de Bragg engendre une variation de la puissance du mode de signal $P_s(z)$ le long du guide.

Cette dépendance de g_c en fonction de z , oblige à résoudre numériquement système (4.10). Cependant, avant de traiter ce cas, nous allons faire l'hypothèse que le gain g_c est constant le long du guide. Nous pourrions ainsi résoudre analytiquement le système d'équations couplées (4.10) et étudier les effets du gain sur le comportement du guide de Bragg.

4.4.4.1 Modèle du laser à gain constant

La résolution du système d'équations couplées (4.10) à gain constant permet de montrer l'influence du coefficient de couplage $|\kappa|$ et de la longueur L_r du réseau sur le seuil du laser (la valeur minimale de g_c nécessaire à déclencher l'émission laser), aussi bien que sur ses caractéristiques spectrales. De plus la démarche décrite ici sera aussi employée pour modéliser l'émission en régime continu d'un laser DFB réel, où g_c varie en fonction de z .

Or, quand g_c est constant, nous pouvons définir les amplitudes complexes suivantes :

$$\tilde{c}^-(z) = c^-(z) e^{g_c z} \quad (4.11a)$$

$$\tilde{c}^+(z) = c^+(z) e^{-g_c z} \quad (4.11b)$$

et opérer un changement de variable dans le système (4.10), qui dévient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{c}^-(z)}{\partial z} = \kappa \tilde{c}^+(z) e^{-j2(\Delta\beta + jg_c)z} \\ \frac{\partial \tilde{c}^+(z)}{\partial z} = \kappa^* \tilde{c}^-(z) e^{j2(\Delta\beta + jg_c)z} \end{cases} \quad (4.12)$$

Ce système d'équations couplées a la même forme que celui (4.6) qui décrit le comportement du guide de Bragg passif. Si on impose alors les mêmes conditions aux limites qu'auparavant, $c^+(0) = c_0^+$ et $c^-(L_r) = 0$, on obtient l'évolution des amplitudes complexes pour les modes propagatif et contra-propagatif à travers les relations suivantes :

$$c^-(z) = c_0^+ \frac{\kappa \sinh[S'(L_r - z)]}{(g_c - j\Delta\beta) \sinh(S'L_r) - S' \cosh(S'L_r)} e^{-j\Delta\beta z} \quad (4.13a)$$

$$c^+(z) = c_0^+ \frac{(g_c - j\Delta\beta) \sinh[S'(L_r - z)] - S' \cosh[S'(L_r - z)]}{(g_c - j\Delta\beta) \sinh(S'L_r) - S' \cosh(S'L_r)} e^{j\Delta\beta z} \quad (4.13b)$$

où $S'^2 = |\kappa|^2 + (g_c - j\Delta\beta)^2$. Or, si on considère les fonctions $R = \left| \frac{c^-(0)}{c_0^+} \right|^2$ et $T = \left| \frac{c^+(L_r)}{c_0^+} \right|^2$, comme on l'a fait pour le guide d'onde de Bragg passif, on constate que quand le guide présente du gain elles tendent vers l'infini lorsque leur dénominateur s'annule. C'est à dire quand la condition suivante est satisfaite :

$$(g_c - j\Delta\beta) \sinh(S'L_r) = S' \cosh(S'L_r) \quad (4.14)$$

L'équation (4.14) est appelée condition de seuil de l'oscillation laser car quand elle est vérifiée deux signaux, d'amplitude $c^-(0)$ et $c^+(L_r)$ non nulle, sont émis depuis les deux côtés du guide en absence de tout signal entrant $c^+(0)$.

Les figures 4.7(a) et 4.7(b) montrent l'évolution, en décibel, de la transmission T du guide amplificateur de Bragg en fonction des variables réduites $\Delta\beta L_r$ et $g_c L_r$, pour $|\kappa|L_r = 1$ et $|\kappa|L_r = 4$. Nous remarquons ainsi que la fonction T est symétrique par rapport à $\Delta\beta = 0$ m⁻¹,

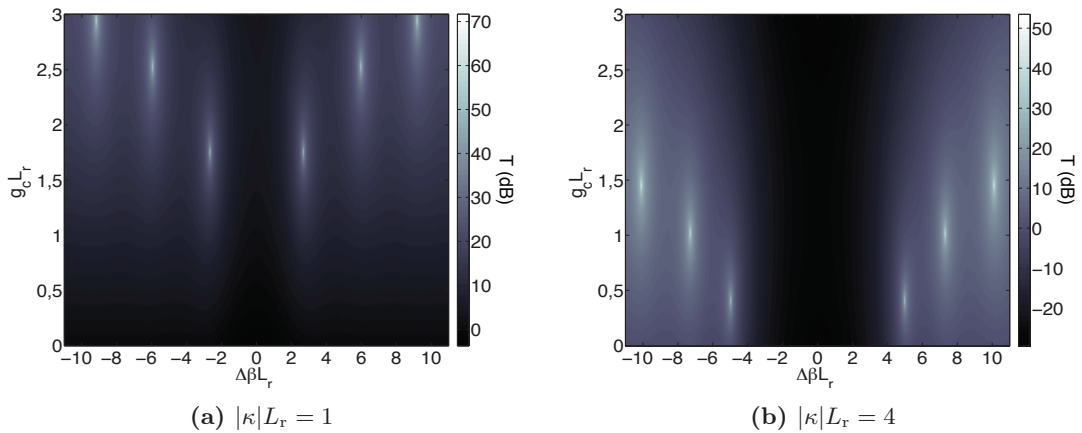


FIGURE 4.7 – Évolution de $T(\Delta\beta L_r, g_c L_r)$ en décibels pour $|\kappa|L_r = 1$ (a) et $|\kappa|L_r = 4$ (b).

correspondant à la condition $\lambda = \lambda_B$, et que ses singularités sont dégénérées et définies par les couples $(\pm\Delta\beta L_r, g_c L_r)$. Dans les cas ici analysés, $|\kappa|L_r = 1$ et $|\kappa|L_r = 4$, le guide de Bragg actif présente trois couples de singularités dans la région définie par $0 \leq g_c L_r \leq 3$ et $|\Delta\beta L_r| \leq 10,5$.

Ces singularités correspondent aux seuils des différents modes longitudinaux du laser ; comme aucune singularité n'est présente à $\Delta\beta = 0 \text{ m}^{-1}$, aucun mode laser existe à la longueur d'onde de Bragg λ_B où la réflexion du guide est maximale. Néanmoins, les valeurs de gain g_c nécessaires pour amorcer l'émission laser se révèlent être plus faibles pour les modes les plus proches à λ_B .

De plus, en comparant les figures 4.7(a,b) nous constatons que le gain g_c nécessaire pour déclencher l'oscillation laser devient plus faible lorsque le produit $|\kappa|L_r$ augmente. En effet, plus ce dernier est grand, plus la réflectivité à λ_B croît et la cavité est fermée, ce qui induit une baisse du gain seuil du guide. On souligne enfin que deux guides avec les mêmes valeurs pour $|\kappa|L_r$ et λ_B , mais avec des longueurs L_r et des coefficients de couplage $|\kappa|$ différents ont le même gain de seuil, mais se distinguent par les longueurs d'onde d'émission.

Cependant, le produit $|\kappa|L_r$ n'a pas que des répercussions sur le seuil du laser, mais aussi sur l'évolution spatiale des modes lasers dans la cavité, comme en témoignent les tracés des figures 4.8(a,b).

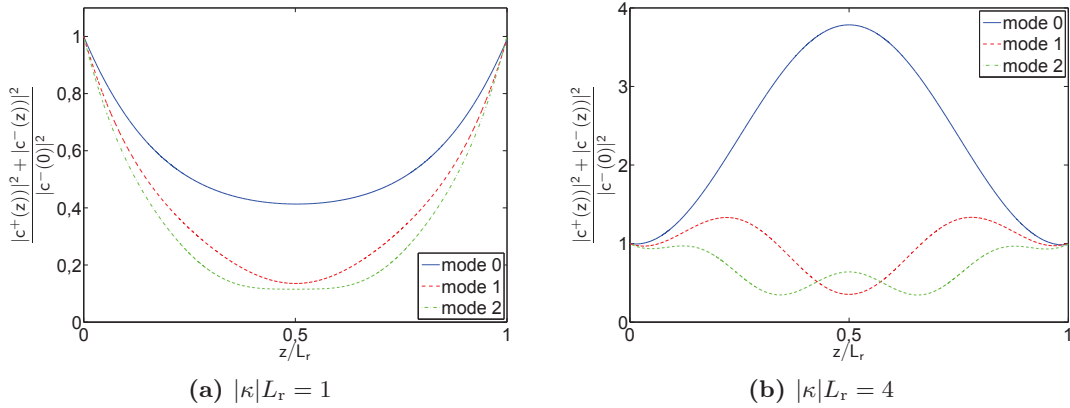


FIGURE 4.8 – Distribution de la puissance des trois premiers modes laser dans le guide de Bragg amplificateur caractérisé par $|\kappa|L_r = 1$ (a) et $|\kappa|L_r = 4$ (b).

En analysant ces figures, on se rend bien compte que quand le produit $|\kappa|L_r$ augmente la puissance des modes dans la cavité, qui devient plus fermée, atteint des valeurs plus importantes. En général, la distribution de puissance du mode 0 est employée pour qualifier l'interaction réseau-mode guidé à λ_s . On distingue alors les régimes suivants [151] :

- sous-couplage quand la puissance aux bords de la cavité est plus importante qu'en son centre ($|\kappa|L_r \ll 1$) ;
- sur-couplage si le maximum de puissance est situé au centre de la cavité ($|\kappa|L_r \gg 1$) ;
- couplage critique quand la puissance est distribuée de manière quasi uniforme dans la cavité ($|\kappa|L_r \approx 1$).

Il n'est à priori pas possible de définir un régime optimal car cela dépend des propriétés optiques du guide et du milieu amplificateur, du schéma de pompage et de la puissance de signal requise [152], qui ne sont pas pris en compte par ce modèle.

Finalement, nous remarquons que quand on considère le gain g_c du guide de Bragg comme spatialement et spectralement constant (g_c ne varie pas sur la plage de longueur d'onde autour de λ_B examinée) l'émission laser a lieu pour des couples de longueurs d'onde. Cela est la conséquence de la dégénérescence des singularités des fonctions T (cf. les figures 4.7(a,b)) et R . Par contre, si g_c n'est pas constant, mais varie en fonction de la longueur d'onde, une seule raie laser peut exister. Néanmoins, si des valeurs de gain g_c plus élevées sont atteintes, plusieurs longueurs d'onde peuvent être émises par la source laser. Ainsi, quand on recherche une émission monomode sur une grande plage de gain g_c , il est préférable de réaliser un saut de phase dans la cavité [89, 149].

L'étude du guide d'onde de Bragg à gain constant nous a permis de décrire les modes d'émission d'un laser DFB avec les fréquences et les gains de seuil qui les caractérisent. Cependant, ce modèle ne permet pas de connaître la puissance associée à ces derniers en régime stationnaire. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte la saturation du gain g_c et sa variation en fonction de z .

4.4.4.2 Modèle à gain variable selon z

Lorsque l'on veut modéliser le comportement électromagnétique d'un laser DFB continu pompé optiquement, comme celui schématisé en figure 4.9(a), on s'intéresse en particulier aux puissances de signal $P_s^-(0)$ et $P_s^+(L)$ qui seront émises depuis ses deux extrémités pour une puissance de pompe injectée donnée $P_p(0)$. Ce problème peut être formalisé, comme illustré en figure 4.9(b), en employant les termes de la théorie des modes couplés utilisés pour l'étude du guide d'onde de Bragg passif et à gain constant. Les conditions aux limites du problème sont : la puissance de pompe $P_p(0)$ fixée à l'entrée du guide et des amplitudes nulles pour les signaux à λ_s qui rentrent dans le guide, c'est à dire $c^+(L) = 0$ et $c^-(0) = 0$. Les autres paramètres connus du guide sont : les caractéristiques spectroscopiques du milieu actif, les paramètres optogéométriques du réseau et les profils des modes à la longueur d'onde de pompe λ_p et de signal λ_s .

À partir de cela, on doit déterminer les amplitudes des modes propagatif $c^+(L)$ et contre-propagatif $c^-(0)$ du mode laser aussi bien que sa longueur d'onde d'émission, tout en prenant

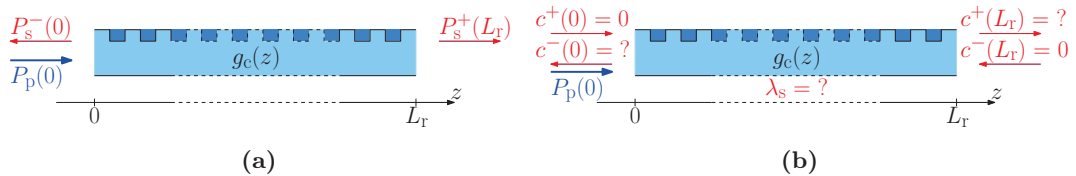


FIGURE 4.9 – (a) Comportement d'un laser DFB réel pompé optiquement : $P_s^-(0, P_0(0))$ et $P_s^+(L_r, P_0(0))$. (b) Réécriture du problème en figure (a) avec le formalisme des modes couplés.

en compte la variation du gain optique en amplitude g_c le long de la propagation. En effet, comme l'on a rappelé précédemment, g_c dépend de la puissance de pompe et de signal qui varient selon la direction de propagation z suite à l'interaction des modes guidés avec le réseau et le milieu actif.

Ainsi le guide de Bragg est divisé, comme représenté en figure 4.10(a), en tranches de longueur Δz . De cette manière, il est possible de considérer le gain modal en amplitude $g_{c,i}$ à λ_s et l'atténuation modale en puissance $a_{p,i}$ à λ_p comme constants sur l' i -ème tranche [152], illustrée en figure 4.10(b).

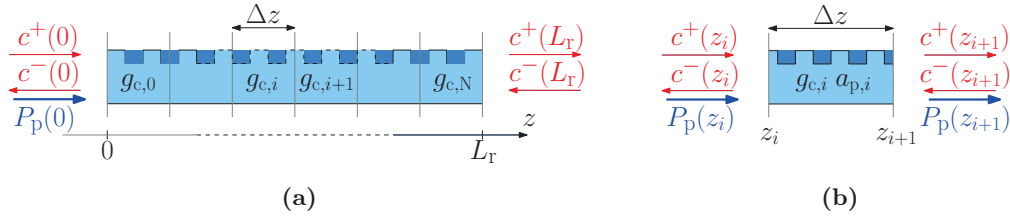


FIGURE 4.10 – (a) Discretisation du guide de Bragg amplificateur en N tranches de longueur Δz où le gain et l'atténuation sont constants. (b) i -ème tranche du guide.

L'amplification $g_{c,i}$ et l'atténuation $a_{p,i}$ sont alors calculées à partir de la puissance de pompe $P_p(z_i)$ et de signal $P_s(z_i) = |c^+(z_i)|^2 + |c^-(z_i)|^2$ [152], à l'entrée du segment i . Pour cela, on utilise respectivement les équations (3.22) et (3.24), dérivées au chapitre 3 dans le modèle de l'amplificateur en régime stationnaire, qui prennent en compte la saturation du gain du milieu amplificateur.

L'amplification à λ_s et l'atténuation à λ_p étant connues dans la tranche i , la puissance de pompe en z_{i+1} est calculée comme :

$$P_p(z_{i+1}) = P_p(z_i) \exp(-a_{p,i} \Delta z), \quad (4.15)$$

tandis que les amplitudes $c^+(z_{i+1})$ et $c^-(z_{i+1})$ sont obtenues à partir du système d'équations couplées (4.12) et valent :

$$c^-(z_{i+1}) = \frac{1}{S'} \left\{ \kappa c^+(z_i) e^{-j\Delta\beta z_i} \sinh(S' \Delta z) + c^-(z_i) [(j\Delta\beta - g_{c,i}) \sinh(S' \Delta z) + S' \cosh(S' \Delta z)] e^{j\Delta\beta z_i} \right\} e^{-j\Delta\beta(z_i + \Delta z)} \quad (4.16a)$$

$$c^+(z_{i+1}) = \frac{1}{S'} \left\{ c^+(z_i) [S' \cosh(S' \Delta z) + (g_{c,i} - j\Delta\beta) \sinh(S' \Delta z)] e^{-j\Delta\beta z_i} + \frac{c^-(z_i)}{\kappa} [(g_{c,i} - j\Delta\beta)^2 - S'^2] \sinh(S' \Delta z) e^{j\Delta\beta z_i} \right\} e^{j\Delta\beta(z_i + \Delta z)} \quad (4.16b)$$

Ainsi, en employant les équations (4.15) et (4.16), on propage le mode de pompe et les modes propagatif et contra-propagatif de signal depuis l'entrée de la tranche, en z_i , jusqu'à sa sortie,

en z_{i+1} . Donc, une fois fixés $P_p(0)$, $c^+(0)$, $c^-(0)$ à l'entrée du guide de Bragg et la longueur d'onde de signal λ_s , nous pouvons appliquer ces équations sur chaque tranche et obtenir les valeurs $P_p(L_r)$, $c^+(L_r)$ et $c^-(L_r)$ en sortie du guide.

Or, pour calculer les puissances $P_s^-(0)$, $P_s^+(L_r)$ émises par le laser DFB en fonction de $P_p(0)$, nous imposons que $c^+(0)$ soit nul et nous choisissons pour $c^-(0)$ et λ_s deux valeurs arbitraires $\sqrt{P_{s,a}^-}$ et $\lambda_{s,a}$, comme illustré en figure 4.11.

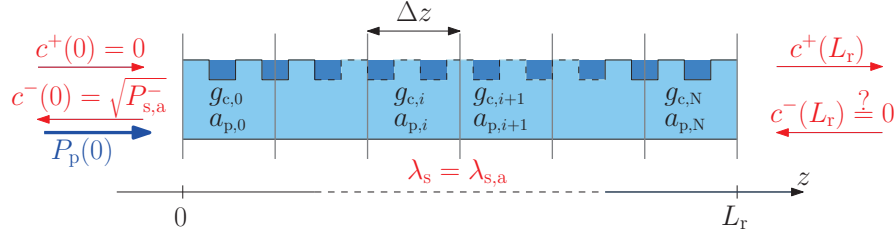


FIGURE 4.11 – Méthode de calcul de l'émission laser dans le guide de Bragg à gain variable.

Une fois calculées les valeurs $c^+(L_r)$ et $c^-(L_r)$, nous vérifions si $c^-(L_r)$ est nulle. Si cette condition est vérifiée, les valeurs choisies pour $c^-(0)$ et λ_s et celle obtenue pour $c^+(L_r)$ correspondent bien à un mode laser du guide. En cas contraire, la solution trouvée n'est pas un mode laser et il faut chercher un nouveau couple $(\sqrt{P_{s,a}^-}, \lambda_{s,a})$ qui annule $c^-(L_r)$. L'algorithme que l'on vient de décrire a été implémenté dans un programme en C++ qui emploie la méthode de minimisation du simplexe [153] afin de rechercher le couple de valeurs $(\sqrt{P_{s,a}^-}, \lambda_{s,a})$ pour lequel $c^-(L_r) = 0$. C'est ce programme que nous avons utilisé pour dimensionner le réseau de Bragg de notre dispositif.

4.5 Dimensionnement de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel

La figure 4.12 représente une vision en coupe de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel. Les interactions entre les modes guidés, de pompe et de signal, et le superstrat actif sont fixées par les paramètres d'échange choisis dans les sections 2.4.3 et 3.4.1 et employés

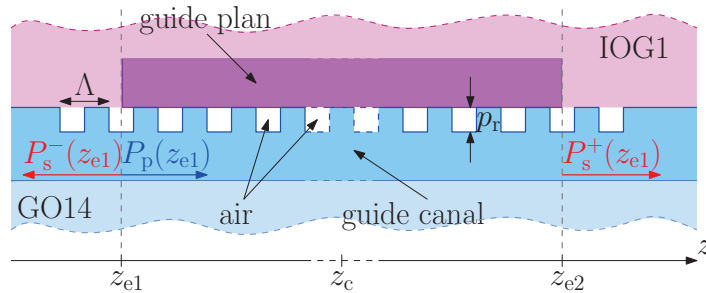


FIGURE 4.12 – Schéma de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.

pour la fabrication de l'amplificateur hybride tridimensionnel, présentée au chapitre précédent. De la même manière, la longueur de la cavité est définie par l'extension du guide plan dans le superstrat, $L_{gp} = |z_{e2} - z_{e1}| = (1,15 \pm 0.05)$ cm. Ainsi, pour dimensionner le laser et démontrer théoriquement sa faisabilité, il nous reste à déterminer la période Λ et la profondeur p_r du réseau.

La période du réseau Λ est choisie de manière à obtenir λ_B proche de 1534 nm. En effet, c'est autour de cette longueur d'onde, où la section efficace d'émission des ions Er^{3+} dans le verre IOG1 [88] est maximale, que l'on peut envisager de maximiser la puissance émise par le laser. Cependant, pour déterminer Λ nous devons utiliser l'équation (4.4) et en conséquence connaître l'indice effectif $n_{\text{eff},g}$ du mode guidé dans la section active du laser à $\lambda_s \approx 1534$ nm. Or, nous avons observé dans la section 3.4.4.1 que l'amplificateur hybride tridimensionnel ne supporte plus des modes guidés à λ_s pour des ouvertures d'échange w , du guide canal sélectivement enterré, inférieures à 1,5 μm . Ainsi, sachant que l'indice de réfraction des verres GO14 et de l'IOG1 à λ_s valent respectivement 1,50660 et 1,508, nous pouvons estimer que l'indice effectif du mode guidé à λ_s dans la section active du laser est proche de 1,508 lorsque w est compris entre 1,5 μm et 2,5 μm . Nous fixons ainsi la période du réseau Λ à 509 nm.

Dans la section active du laser DFB hybride, le mode guidé à $\lambda_p = 976$ nm sera inévitablement affecté par des pertes de diffraction α_d . En effet, λ_p étant inférieur à $\lambda_s \approx \lambda_B = 1534$ nm, le mode guidé à la longueur d'onde de pompe sera diffracté dans le substrat et dans le superstrat [149]. Cela peut être démontré en résolvant l'inéquation (4.3) avec $\Lambda = 509$ nm et en approximant l'indice effectif du mode guidé à λ_p , tout comme les indices de réfraction du substrat et du superstrat, à 1,5. Il est clair que des pertes de diffraction α_d élevées pour le mode de pompe peuvent empêcher d'atteindre le gain nécessaire à déclencher l'émission laser dans la section active, car elles nuisent à l'excitation du superstrat actif.

Ainsi pour dimensionner la section active du laser hybride tridimensionnel, il est nécessaire d'évaluer l'impact de la profondeur p_r du réseau sur les pertes de diffraction α_d à λ_p et sur le coefficient de couplage $|\kappa|$ à λ_s . Seulement après avoir estimé $\alpha_d(p_r)$ et $|\kappa(p_r)|$ nous pourrions évaluer l'évolution de la puissance de signal $P_s^-(z_{e1})$, émise depuis l'entrée de la région active du laser, en fonction de la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$ et de la profondeur du réseau p_r . Cela nous permettra de trouver un compromis entre la puissance de signal émise et les profondeurs du réseau technologiquement réalisables.

4.5.1 Pertes à la longueur d'onde de pompe

L'impact de la profondeur du réseau sur les pertes de diffraction α_d du mode de pompe a été estimé à l'aide d'un solveur modal et propagateur vectoriel, basé sur la méthode AFMM (*Aperiodic Fourier Modal Method*) [154] et sur l'emploi des matrices S [155], qui a été développé au laboratoire [120]. Ce programme permet de calculer les modes de Bloch d'un guide de Bragg de longueur infinie à partir de la distribution d'indice de réfraction de la cellule élémentaire du guide [156]. Ainsi, les pertes de diffraction α_d , qui affectent le mode guidé à $\lambda_p = 976$ nm dans

section active du laser DFB hybride tridimensionnel, sont déterminées employant la cellule élémentaire schématisé en figure 4.13.

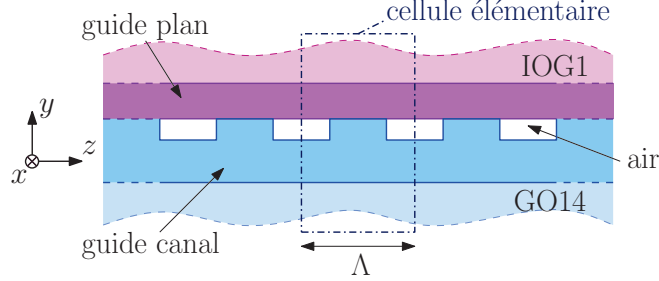


FIGURE 4.13 – Vision en coupe de la cellule élémentaire de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.

La cellule élémentaire se divise en trois parties : une partie centrale de longueur $\Lambda/2$ et deux latérales identiques longues $\Lambda/4$. Dans nos simulations, la région centrale présente la carte d'indice reportée en figure 4.14(a) qui a été calculée au centre de la région active du laser, c'est à dire en $z = z_c = 0$ cm. La distribution d'indice des deux régions latérales de la cellule est obtenue en imposant, dans la carte d'indice en figure 4.14(a), un indice de réfraction égal à 1,0 pour tout y compris entre $0 \mu\text{m}$ et $-p_r$, afin de prendre en compte la gravure du réseau.

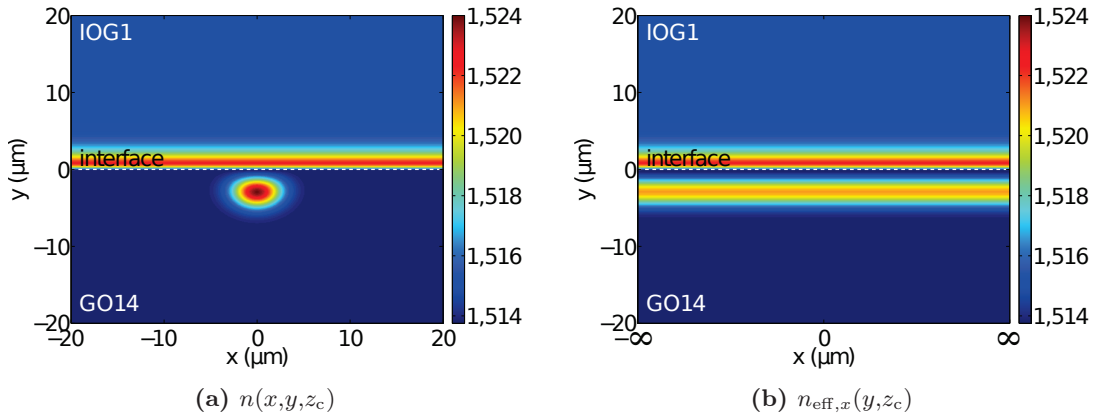


FIGURE 4.14 – (a) Carte d'indice de réfraction $n(x,y)$ au centre de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel : en $z = z_c = 0$ cm. (b) Distribution de l'indice effectif $n_{\text{eff},x}(y)$ calculée à partir de la carte d'indice reportée en (a) et employée pour évaluer les pertes à la pompe dans la section active du laser hybride tridimensionnel.

La simulation en trois dimensions de ce guide ne s'est pas révélée possible à cause de la grande quantité de mémoire requise pour représenter proprement sa structure. Ainsi, pour obtenir une estimation des pertes de diffraction à λ_p , nous avons réduit le problème de propagation de trois à deux dimensions en employant la méthode de l'indice effectif selon la direction parallèle à l'axe x (cf. chapitre 2, section 2.2.4). À partir de la carte d'indice du laser DFB tridimensionnel au centre de la section active, reporté en figure 4.14(a), nous avons donc obtenu la distribution de l'indice effectif $n_{\text{eff},x}(y)$ présentée en figure 4.14(b). Les résultats des

simulations, obtenus à partir de cette distribution d'indice, sont illustrés en figure 4.15.

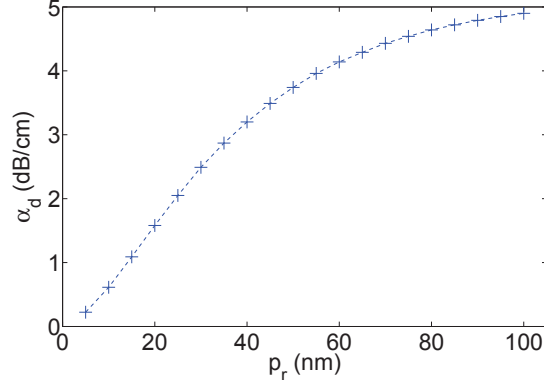


FIGURE 4.15 – Évolution des pertes de diffraction α_d à λ_p dans la section active du laser hybride tridimensionnel.

Comme on pouvait s'y attendre, les pertes de diffusion α_d du mode guidé à λ_p augmentent avec la profondeur p_r du réseau de Bragg. Pour une profondeur de 5 nm, elles valent 0,22 dB/cm ; elles dépassent les 3 dB/cm lorsque p_r est égale à 40 nm et frôlent les 5 dB/cm pour $p_r = 100$ nm. Il est désormais évident que des profondeurs de réseau de quelques dizaines de nanomètres ont un impact conséquent sur les pertes de diffraction du mode de pompe.

Maintenant que l'on a estimé la valeur des pertes de diffraction à la longueur d'onde de pompe λ_p en fonction de p_r , ils nous reste à évaluer celle du coefficient de couplage $|\kappa|$ à la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B = 1534$ nm. Ainsi, nous pourrions finalement modéliser le comportement de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel en fonction de la puissance de pompe et de la profondeur du réseau.

4.5.2 Rétroaction et puissance émise à la longueur d'onde de signal

Nous avons vu précédemment que l'efficacité de la rétroaction d'un laser DFB dépend de la longueur du réseau et du coefficient de couplage $|\kappa|$. La valeur de ce dernier est calculée en injectant dans l'intégrale (4.7) le champ simulé du mode guidé à λ_s au centre de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.

La figure 4.16 reporte l'évolution de $|\kappa|$ en fonction de la profondeur p_r du réseau, lorsque l'on suppose que le réseau de Bragg a un profil rectangulaire.

À partir des résultats de ce calcul, nous observons que pour la plage de profondeurs considérées, comprise entre 5 nm et 100 nm, le coefficient de couplage $|\kappa|$ varie de manière quasi-linéaire entre $6,9 \text{ cm}^{-1}$ et $135,6 \text{ cm}^{-1}$. Le laser opérera donc, pour toute profondeur $p_r \geq 5$ nm, en régime de sur-couplage. En effet, la longueur de la section active L_{gp} étant de $(1,15 \pm 0,05) \text{ cm}$, le produit $|\kappa|L_{gp}$ est déjà supérieur à 7 pour une profondeur de seulement 5 nm.

Les valeurs de $|\kappa|$ ainsi obtenues, associées à celles des pertes de diffraction α_d à la longueur de pompe λ_p et aux profils d'amplitudes des modes guidés calculés au centre de la

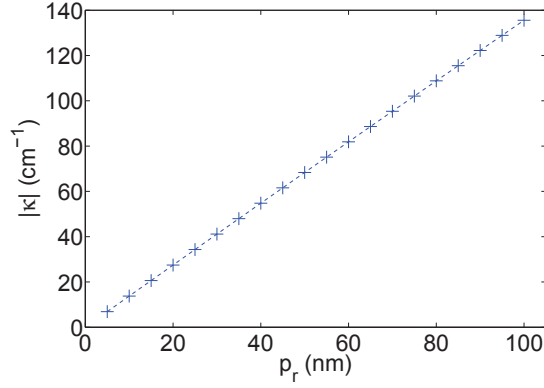


FIGURE 4.16 – Évolution du coefficient de couplage $|\kappa|$ à $\lambda_B = 1534$ nm dans la section active du laser DFB hybride tridimensionnel, en fonction de la profondeur p_r du réseau de Bragg.

section active du laser, nous permettent finalement de simuler le comportement du laser DFB hybride tridimensionnel. Dans ces simulations on s'intéresse particulièrement à la puissance $P_s^-(z_{e1})$ émise depuis l'entrée de la section active du laser DFB tridimensionnel, en $z = z_{e1}$, en fonction de la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$ injectée et de la profondeur p_r du réseau. Le comportement du laser est simulé avec des pertes de propagation $\alpha_{L,s} = 0,1$ dB/cm, à λ_s , et $\alpha_{L,p} = (0,7 \text{ dB/cm} + \alpha_d)$, à λ_p . Nous prenons ainsi en compte dans nos simulations des pertes de propagation comparables avec celles mesurées, pour le modes guidés à $\lambda_p = 976$ nm et $\lambda_s = 1534$ nm, dans les guides sélectivement enterrés.

Les figures 4.17(a,b) montrent respectivement l'évolution de la puissance $P_s^-(z_{e1})$ pour les modes longitudinaux 0 et 1 et valident la possibilité d'obtenir l'émission laser dans notre dispositif. Cependant, il faut noter que la puissance $P_s^-(z_{e1})$ des deux modes a été calculée en faisant l'hypothèse que la présence d'un mode dans la cavité n'a pas de répercussion sur l'existence et l'évolution de l'autre. En réalité il est difficile de prévoir comment les deux modes

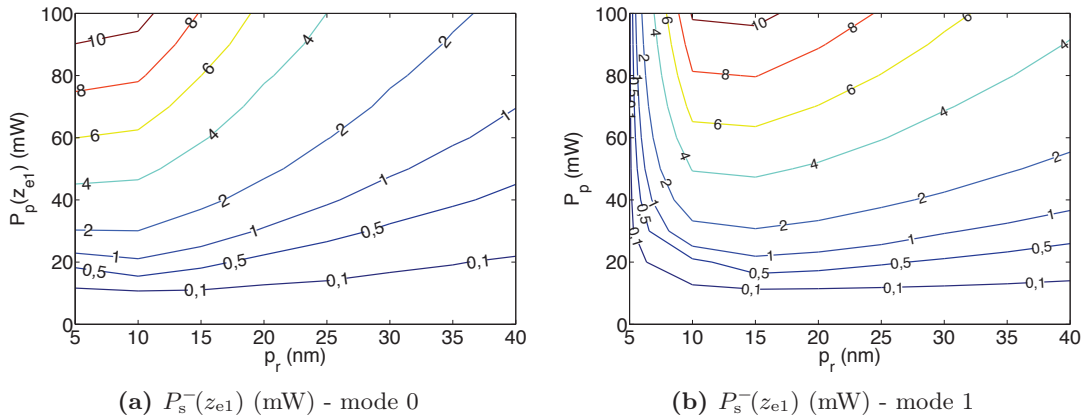


FIGURE 4.17 – Simulation de la puissance $P_s^-(z_{e1})$, en mW, émise par les modes 0 (a) et 1 (b), depuis l'entrée de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel en fonction de la profondeur du réseau p_r et de la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$.

laser vont interagir et si une compétition va s'instaurer entre eux. Tout en étant conscient des limites de ce modèle nous, analysons les résultats obtenus pour évaluer l'impact de p_r sur l'émission du laser.

Ainsi, ces simulations prévoient pour le mode 0 (cf. figure 4.17(a)) une puissance de signal $P_s^-(z_{e1})$ importante, supérieure ou égale à 4 mW, lorsqu'une puissance de pompe $P_p(z_{e1})$ de 100 mW est injectée à l'entrée de la section active et p_r est compris entre 5 nm et 25 nm. Des puissances $P_s^-(z_{e1})$ similaires sont reportées en figure 4.17(b) pour le mode 1, toujours avec $P_p(z_{e1}) = 100$ mW, mais cette fois pour des profondeurs p_r du réseau allant de 10 nm à 40 nm.

De plus, nous remarquons que la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$ requise pour déclencher l'émission du mode 0 est relativement faible et inférieure à 20 mW pour $5 \text{ nm} \leq p_r \leq 30 \text{ nm}$. La même considération vaut pour le mode 1 pour des profondeurs supérieures à 10 nm et semblablement allant au delà de 40 nm.

Enfin, ces simulations indiquent que le fonctionnement optimal du dispositif est obtenu pour $p_r = 5 \text{ nm}$. En effet la puissance de signal du mode 0, qui atteint les 11,5 mW pour $P_p(z_{e1}) = 100$ mW, est maximisée et le seuil de la puissance de pompe nécessaire pour exciter l'émission du mode 1 un est supérieure à 100 mW. Ainsi, avec cette valeur de p_r toute concurrence possible dans la cavité entre les modes longitudinaux 0 et 1 est exclue pour $P_p(z_{e1}) \leq 100$ mW.

De cet étude du comportement de la section active du laser hybride tridimensionnel on retient avant tout la validation théorique de la faisabilité du laser DFB tridimensionnel hybride. De plus on déduit que, en raison de la forte interaction entre le mode de signal et le réseau, il est inutile de graver profondément le substrat pour baisser le seuil de la puissance de pompe nécessaire à déclencher l'émission laser. Au contraire, de faibles profondeurs du réseau sont censées maximiser la puissance émise à λ_s . On se fixe ainsi comme objectif de graver à la surface du GO14 un réseau de Bragg homogène avec une profondeur comprise entre 5 nm et 25 nm.

Nous avons ainsi déterminé les paramètres p_r et Λ , nécessaires à la fabrication du laser DFB hybride tridimensionnel. Ils sont récapitulés dans le tableau 4.1 avec la longueur L_{gp} de la section active qui a été fixée lors de la fabrication de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

paramètres	valeur
Λ	509 nm
p_r	5 nm $\leftrightarrow$ 25 nm
L_{gp}	(1,15 $\pm$ 0,05) cm

TABLEAU 4.1 – Récapitulatif des paramètres de la section active du laser hybride tridimensionnel.

4.6 Réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel

4.6.1 Procédé technologique

Nous avons souligné précédemment que la seule différence entre les architectures de l'amplificateur et du laser DFB hybride tridimensionnel est le réseau de Bragg réalisé à la surface du substrat passif et perpendiculairement aux guides sélectivement enterrés.

Ainsi, le procédé de fabrication du laser DFB hybride tridimensionnel se différencie de celui de l'amplificateur hybride tridimensionnel par les étapes technologiques introduites, juste après la réalisation des guides sélectivement enterrés dans le GO14, pour inscrire le réseau de Bragg à la surface du substrat passif.

Une fois le réseau fabriqué, l'IOG1 localement échangé est finalement reporté sur le substrat passif en permettant d'obtenir l'amplification optique dans le dispositif et en encapsulant le réseau de Bragg, qui se retrouve ainsi protégé de l'environnement externe. Or ce superstrat est le même qui a déjà été employé lors la fabrication de l'amplificateur hybride tridimensionnel ; le laser DFB hybride tridimensionnel a donc été réalisé en exploitant la réversibilité de l'adhésion moléculaire.

4.6.2 Réalisation du réseau de Bragg

L'inscription des réseaux de Bragg à la surface des substrats de verre par gravure sèche est employée depuis plus d'une dizaine d'année à l'IMEP-LAHC et a permis de fabriquer des lasers DFB [85, 102] aussi bien que des miroirs sélectifs [157, 110, 112]. La figure 4.18 reporte les étapes principales de ce procédé technologique, inspiré des travaux de Anderson *et al.* [158].

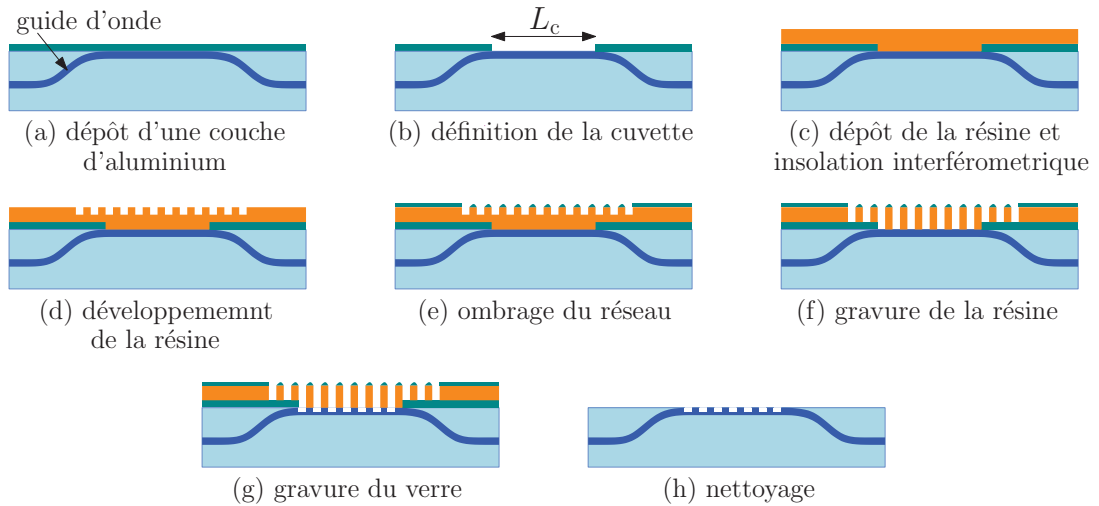


FIGURE 4.18 – Procédé de fabrication du réseau de Bragg à la surface du substrat passif.

Un masque d'aluminium, épais de (100 ± 5) nm, est réalisé par des étapes de dépôt (a) et lithographie (b) à la surface du verre GO14. Ce masque délimite ainsi la région, dite cuvette,

où sera gravé le réseau de Bragg. Dans notre cas la cuvette, de longueur $L_c = 1,5$ cm, est définie en correspondance de la région où les guides sélectivement enterrés effleurent la surface du GO14. Une couche de résine (*Microposit S1805 G2*) de 500 nm d'épaisseur (c) est ensuite déposée à la surface du substrat, et cuite pendant 30 min dans une étuve à 90° C. Après cela la résine est insolée sur le banc d'inscription holographique représenté en figure 4.19.

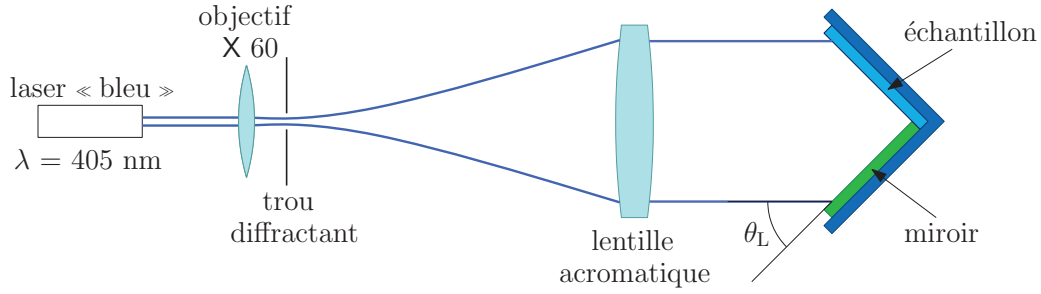


FIGURE 4.19 – Schéma du banc d'inscription holographique des réseaux de Bragg dans la résine.

Ce banc emploie un montage interférométrique à miroir de Lloyd et une diode laser mono-mode et délivrant une puissance de 50 mW à $\lambda = 405,2$ nm (*Toptica Photonics - BlueMode*). La lumière issue du laser est focalisée par un objectif de microscope x60 sur un trou diffractant (avec un diamètre de 5 μ m) employé pour filtrer les hautes fréquences spatiales du faisceau laser. À la sortie du trou diffractant le faisceau laser, désormais divergent, est collimaté par un doublet achromatique et éclaire (avec une homogénéité en puissance supérieure à 80% sur un diamètre d'environ 6 cm [106]) une équerre qui maintient dans un bras un miroir métallique plan et dans l'autre l'échantillon. Ce dernier est donc illuminé par le faisceau direct et par celui réfléchi par le miroir : des franges d'interférence, sombre et claires, apparaissent dans la résine qui est uniquement insolée au niveau des claires. Le pas du réseau Λ coïncide avec la période des franges d'interférence ; il est ainsi fixé en réglant l'angle θ_L entre le miroir et l'axe optique, selon la formule :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta_L)} \quad (4.17)$$

L'étape de développement (d) dissout les régions de la résine illuminées par les franges claires lors de l'insolation et révèle ainsi le réseau de Bragg inscrit dans son volume. Le transfert du réseau de la résine au verre nécessite une étape dite d'ombrage durant laquelle une fine couche d'aluminium est déposée sur les crêtes du réseau, défini dans la résine, par une évaporation sous incidence oblique (e). L'aluminium ainsi déposé se comporte comme un masque lors de la gravure du verre, il est donc important qu'il n'atteigne pas les vallées du réseau fabriqué dans la résine autrement ce dernier ne sera pas re-transcrit dans le verre. Pour cela il est nécessaire d'optimiser tous les paramètres des étapes de cuisson, insolation et développement afin de maximiser le rapport de forme du réseau inscrit dans la résine et éviter tout dépôt d'aluminium dans ses vallées.

Après l'ombrage, la résine dans les vallées du réseau, non masquée par l'aluminium, est

éliminée à l'aide d'un plasma d'oxygène (f). Cela permet de mieux contrôler la profondeur du réseau qui sera transcrit dans le verre. Enfin, (g) le verre est attaqué par un procédé de gravure ionique réactive (RIE), utilisant un mélange de gaz SF_6 et CHF_3 , développé au CIME¹ pour la gravure de la silice. Ainsi le réseau est finalement transféré à la surface du GO14, qui est ensuite nettoyée (h).

Ce procédé généralement employé pour réaliser des réseaux de profondeur supérieure à la centaine de nanomètres a été adapté pour obtenir des profondeurs de gravure inférieures ou égales à 25 nm. En particulier nous avons choisi de réaliser le réseau du laser DFB tridimensionnel avec une durée de l'étape de gravure du verre égale à 4 min. En effet avec ce temps de gravure nous sommes arrivé à réaliser des réseaux homogènes sur toute l'aire de la cuvette et avec des profondeurs de (20 ± 5) nm.

4.6.3 Topographie du réseau

La période Λ du réseau obtenu à la surface du substrat de GO14, contenant les guides sélectivement enterrés, est mesurée en employant la méthode du minimum de déviation avec le montage représenté en figure 4.20. Le laser employé pour l'insolation de la résine éclaire

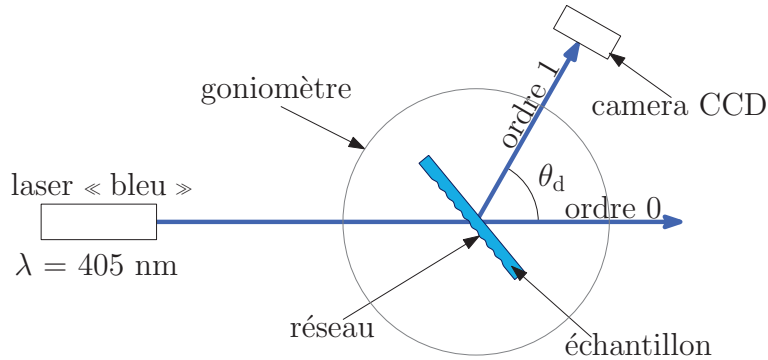


FIGURE 4.20 – Schéma du banc de mesure du pas Λ du réseau de Bragg.

ici le réseau inscrit dans la plaquette de GO14 qui a été fixée sur la platine de rotation d'un goniomètre de précision. Suite à l'interaction avec le réseau le faisceau laser est diffracté en différentes directions caractérisés par l'angle $\theta_{d,i}$ formé entre chaque faisceau diffracté et celui transmis. Chacun des angles $\theta_{d,i}$ correspond à un différent ordre de diffraction du réseau, l'ordre 0 étant associé au faisceau transmis, et son valeur dépend de l'angle entre le faisceau laser incident et le réseau. Or, la mesure des deux angles $\theta_{d,1}$ et $\theta_{d,-1}$, correspondants aux minima de déviation des ordres 1 et -1, permet d'extraire le pas du réseau Λ à l'aide de la formule suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \left(\frac{\theta_{d,1} + \theta_{d,-1}}{4} \right)} \quad (4.18)$$

1. Centre Interuniversitaire de Micro-Electronique

En employant cette équation, nous avons mesuré une période de $\Lambda = (508 \pm 1)$ nm qui est très proche à la valeur de 509 nm choisie lors du dimensionnement de la section active du laser.

En ayant extrait la période du réseau, il nous reste à connaître son profil et sa profondeur p_r obtenue avec une durée de 4 min de l'étape de gravure du verre. Pour cela, on a eu recours au microscope à force atomique (*Atomic Force Microscope*) qui permet d'obtenir une image tridimensionnelle de la surface du verre. Les figures 4.21(a,b) reportent les résultats de ces mesures effectuées sur une surface de $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ et montrent la présence d'un réseau au profil quasi-rectangulaire caractérisé par une profondeur p_r de (20 ± 5) nm.

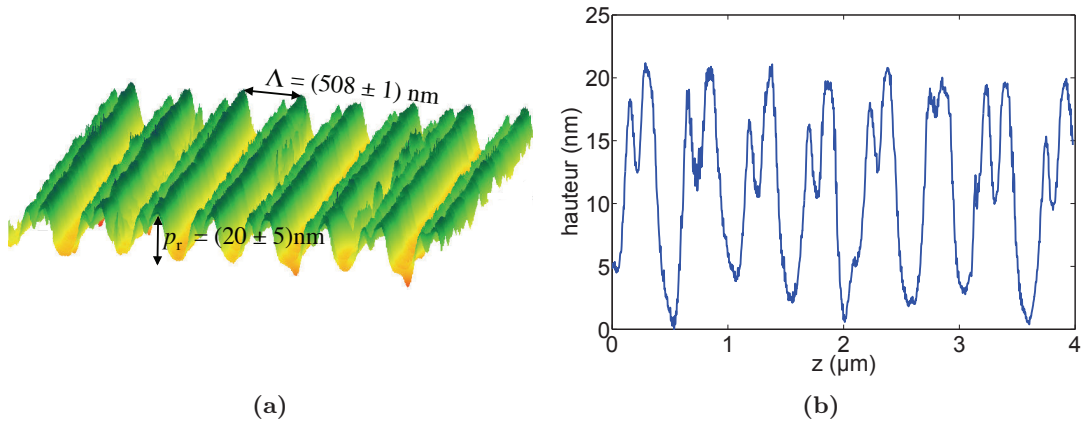


FIGURE 4.21 – (a) Image AFM, $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, de six périodes du réseau de Bragg inscrit à la surface du GO14 avec un temps de gravure du verre de 4 min. (b) Vision en coupe du profil du réseau.

Les crêtes du réseau présentent, à leur intérieur, des creux qui atteignent une profondeur maximale de 10 nm. Leur présence est due, à notre avis, à une faible adhésion de l'aluminium évaporé sur les crêtes du réseau inscrit dans la résine. Cet effet ne devrait néanmoins pas empêcher le bon fonctionnement du réseau autour de λ_B .

Ces caractérisations confirment que les paramètres du réseau réalisé, avec un temps de gravure de 4 min, sur le substrat de GO14 contenant des guides sélectivement enterrés sont conformes aux paramètres fixés lors du dimensionnement de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel. Nous pouvons donc passer aux caractérisations des guides de Bragg sélectivement enterrés et ensuite à celles du laser DFB hybride tridimensionnel.

4.7 Caractérisation des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés

En suivant la procédure déjà appliquée pour l'amplificateur hybride tridimensionnel, avant de coller le verre IOG1 localement échangé sur le GO14, on caractérise les propriétés électromagnétiques des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés réalisés dans le substrat passif. Cela nous permettra : de valider leurs guidage, de s'assurer que λ_B est située aux alentours de

1534 nm et que leurs propriétés électromagnétiques sont proches de celles des guides canaux sélectivement enterrés de l'amplificateur hybride tridimensionnel.

Comme, pour le cas de l'amplificateur hybride tridimensionnel, un élargissement de 0,3 μm par rapport à l'ouverture nominale du masque a eu lieu lors de la lithographie du substrat, néanmoins on se référera aux guides en utilisant leur ouverture dans le masque de lithographie.

4.7.1 Profils modaux, profondeur d'enterrage et analyse spectrale

Les images des profils d'intensité des modes guidés par les guides de Bragg sélectivement enterrés, acquises sur le banc de mesure du profil d'intensité, révèlent que ces derniers sont monomodes à λ_p pour des fenêtres d'échange w comprises entre 0,5 μm et 2,0 μm et à λ_s pour w allant de 2,0 μm à 6,0 μm . Quand $w \geq 2,5 \mu\text{m}$ les guides sont multimodes à λ_p et lorsque $w \leq 1,5 \mu\text{m}$, ils ne supportent plus des modes guidés à λ_s . Les largeurs des fenêtres d'échange pour lesquelles les guides de Bragg sont monomodes à la longueur d'onde de pompe ou de signal coïncident ainsi avec celles des guides sélectivement enterrés réalisés pour l'amplificateur hybride tridimensionnel. Les largeurs $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ des modes guidés à λ_p et λ_s sont regroupées dans les tableaux 4.2(a,b).

	$w = 0,5 \mu\text{m}$	$w = 1,0 \mu\text{m}$	$w = 1,5 \mu\text{m}$	$w = 2,0 \mu\text{m}$
$w_{1/e^2,x} [\mu\text{m}]$	$8,2 \pm 1,0$	$7,8 \pm 1,0$	$7,3 \pm 1,0$	$7,3 \pm 1,0$
$w_{1/e^2,y} [\mu\text{m}]$	$9,5 \pm 1,0$	$8,8 \pm 1,0$	$8,0 \pm 1,0$	$8,2 \pm 1,0$

(a) Tailles modes guidés à λ_p .

	$w = 2,0 \mu\text{m}$	$w = 2,5 \mu\text{m}$	$w = 3,0 \mu\text{m}$	$w = 3,5 \mu\text{m}$	$w = 4,0 \mu\text{m}$
$w_{1/e^2,x} [\mu\text{m}]$	$10,8 \pm 1,0$	$10,1 \pm 1,0$	$10,1 \pm 1,0$	$9,7 \pm 1,0$	$10,2 \pm 1,0$
$w_{1/e^2,y} [\mu\text{m}]$	$12,3 \pm 1,0$	$11,6 \pm 1,0$	$11,9 \pm 1,0$	$10,5 \pm 1,0$	$11,6 \pm 1,0$

(b) Tailles modes guidés à λ_s .

TABLEAU 4.2 – Largeur $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ (a) des modes guidés par les guides de Bragg sélectivement enterrés à λ_p , pour des fenêtres d'échange w comprises entre 0,5 μm et 2,0 μm , et (b) à λ_s , pour $2,0 \mu\text{m} \leq w \leq 4,0 \mu\text{m}$.

De plus, comme dans l'amplificateur hybride tridimensionnel, les profondeurs d'enterrage des guides de Bragg sont supérieures ou égales à 20 μm , comme prévus par les simulations faites dans la section 2.4.4.2 du chapitre 2. La profondeur d'enterrage des guides en fonction de la largeur w des fenêtres d'échange est reportée dans le tableau 4.3.

$w = 2,0 \mu\text{m}$	$w = 2,5 \mu\text{m}$	$w = 3,0 \mu\text{m}$	$w = 3,5 \mu\text{m}$	$w = 4,0 \mu\text{m}$
$(21,5 \pm 1,0) \mu\text{m}$	$(19,9 \pm 1,0) \mu\text{m}$	$(20,1 \pm 1,0) \mu\text{m}$	$(21,6 \pm 1,0) \mu\text{m}$	$(20,9 \pm 1,0) \mu\text{m}$

TABLEAU 4.3 – Profondeur d'enterrage des guides de Bragg sélectivement enterrés mesurée à $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$.

La figure 4.22 reporte les réponses spectrales des guides de Bragg, caractérisés par $1,5 \mu\text{m} \leq$

$w \leq 2,5 \mu\text{m}$, obtenues sur le banc d'analyse spectrale avec une source halogène et des fibres d'injection et de collection multimodes. Cette figure montre que les longueurs d'onde de coupure

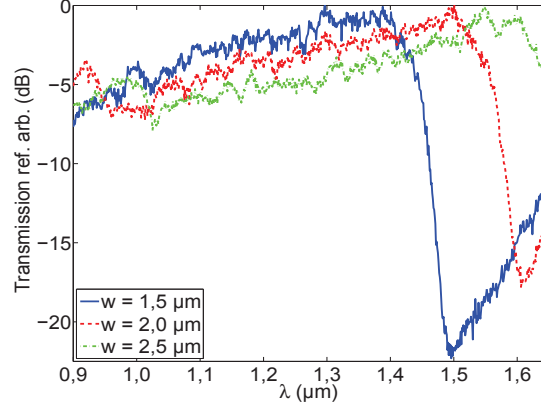


FIGURE 4.22 – Réponse spectrale des guides de Bragg sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange w de $1,5 \mu\text{m}$, $2,0 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$.

se situent autour de 1400 nm , 1500 nm et 1600 nm pour les guides obtenues avec des ouvertures de $1,5 \mu\text{m}$, $2,0 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$. Ainsi, elles présentent entre 30 nm et 40 nm d'écart par rapport à celles extraites dans la section 3.4.3.3 pour les guides sélectivement enterrés réalisés pour l'amplificateur hybride tridimensionnel. Un écart inférieur, autour à 20 nm , est par contre estimé pour les longueur d'onde qui marquent le passage des guides du régime bimode à celui monomode dans les guides obtenus avec $w = 2,0 \mu\text{m}$ et $w = 2,5 \mu\text{m}$. En effet, pour les guides de Bragg tridimensionnelles elles se trouvent à $\lambda = 960 \text{ nm}$ et à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ pour des fenêtres d'échange respectives de $2,0 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$.

Les résultats des mesures reportés ici mettent en évidence pour les guides de Bragg un comportement électromagnétique similaire à celui des guides sélectivement enterrés de l'amplificateur hybride tridimensionnel. Or, pour valider complètement le fonctionnement des guides de Bragg, il est encore nécessaire de localiser leur longueur d'onde de rétroaction λ_B et de quantifier leurs pertes.

4.7.2 Réponse spectrale à la longueur d'onde de Bragg et mesure des pertes

La mesure de la réponse spectrale des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés autour de λ_B est plus délicate que celle mise en place pour extraire leur longueur d'onde de coupure. En effet, comme on l'a vu en figure 4.6, on a généralement à mesurer des variations importantes de la transmission du guide sur des plages de longueurs d'onde de seulement quelques centaines de picomètres. Ainsi, pour déterminer précisément la longueur d'onde de résonance λ_B des guides, et étudier leur transmission autour de cette dernière, on utilise le montage optique illustré en figure 4.23. La lumière émise par une source laser accordable (*Tunics - 1550 PRI*), présentant une largeur de raie inférieure à 1 pm , est injectée à l'entrée du guide d'onde de

Bragg sélectivement enterré l'aide d'une fibre SMF28, modomode pour des longueur d'onde supérieures à 1260 nm. Le signal est collecté à la sortie du guide par une deuxième fibre SMF28 connectée à un analyseur de spectre optique (*Anritsu - OSA MS9710B*). Ce dernier possède une résolution de 70 pm, qui généralement est comparable aux largeurs de la bande de réflexion des guides de Bragg réalisés par échange d'ions et gravure du substrat [89, 131, 157]. Ainsi, la mesure est effectuée en employant la source accordable en mode balayage et en la synchronisant avec l'OSA de manière à acquérir le spectre de transmission du guide avec une résolution de 10 pm.

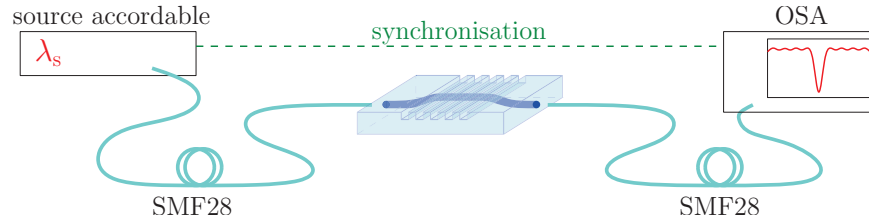


FIGURE 4.23 – Schéma du montage optique employé pour la mesure de la réponse spectrale du guide autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B .

Les figures 4.24(a,b) reportent les spectres de transmission des guides de Bragg sélectivement enterrés obtenus par des fenêtres d'échange w de 2,0 μm et 2,5 μm . Sur ces images, nous

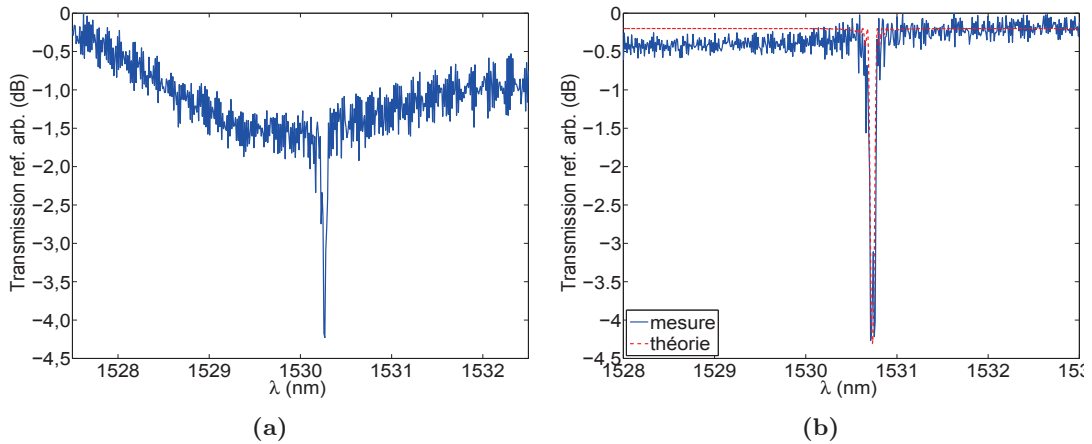


FIGURE 4.24 – Transmissions des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange w de 2,0 μm (a) et 2,5 μm (b).

observons clairement la présence d'un creux de transmission qui nous permet de déterminer la longueur d'onde de Bragg λ_B à $(1530,3 \pm 0,2)$ nm et à $(1530,7 \pm 0,2)$ nm. Le déplacement de λ_B vers des longueurs d'onde plus grandes lorsque w augmente traduit, conformément à l'équation (4.4), la dépendance de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé vis à vis de la taille de la fenêtre d'échange des guides. Or, la longueur d'onde de Bragg λ_B est très proche de la longueur d'onde de coupure du guide réalisé avec $w = 2,0$ μm . Pour cette raison, la transmission de ce guide n'est pas constante lorsque on s'éloigne de la condition de résonance $\lambda \approx \lambda_B$, mais

présente une dépendance non négligeable avec la longueur d'onde. Cela n'est pas le cas pour le guide de Bragg défini par $w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$. Il est ainsi possible, en connaissant la longueur du réseau, ($L_r = L_c = 1,5 \text{ cm}$) et en supposant de faibles pertes par propagation, d'employer l'équation (4.13b) pour ajuster la courbe de la transmission de ce guide avec celle théorique d'un guide de Bragg sans gain ni perte. Nous obtenons alors un coefficient de couplage $|\kappa|$ autour de $0,7 \text{ cm}^{-1}$. Le coefficient de couplage des guides de Bragg avant le report du superstrat actif échangé est donc d'environ trente-cinq fois plus faible de celui attendu pour le laser DFB avec un réseau de profondeur de 20 nm . En effet, dans le cas du laser, le superstrat échangé reporté sur le réseau déplace l'intensité du mode guidé vers l'interface entre les deux verres, ce qui augmente le coefficient de couplage $|\kappa|$.

Ayant désormais certifié que le réseau de Bragg inscrit à la surface du verre se comporte bien comme un miroir à $\lambda_B \approx 1530 \text{ nm}$, proche de 1534 nm , il nous reste à déterminer les pertes des guides de Bragg afin de valider le procédé de fabrication.

Nous avons vu précédemment, que le réseau de Bragg introduit des pertes de diffraction α_d aux longueurs d'onde inférieures de λ_B . Pour cela, afin de qualifier les guides réalisés on a mesuré leurs pertes à $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Sachant que ces guides présentent une longueur de $(4,2 \pm 0,05) \text{ cm}$ et en assumant des pertes de Fresnel α_F de $0,17 \text{ dB}$, nous avons ainsi extrait leurs pertes de couplage et de propagation à l'aide de la « méthode des quatre mesures » décrite en section 3.4.3.2. Les résultats de ces mesures ont été reportés dans le tableau 4.4.

	α_{ins} [dB]	α'_{ins} [dB]	α_C [dB]	α_L [dB/cm]
$w = 2,5 \text{ } \mu\text{m}$	$1,7 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$	$< 0,4$	$0,24 \pm 0,24$
$w = 3,0 \text{ } \mu\text{m}$	$1,1 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$	$< 0,4$	$< 0,24$

TABEAU 4.4 – Pertes des guides de Bragg sélectivement enterrés pour différentes fenêtres d'échange w à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Les faibles pertes d'insertion α_{ins} mesurés pour les guides de Bragg sélectivement enterrés avec une fenêtre d'échange de $2,5 \text{ } \mu\text{m}$ et $3,0 \text{ } \mu\text{m}$ montrent la bonne qualité des guides réalisés. L'excellent couplage avec les fibres optiques est attesté par l'impossibilité d'extraire les pertes α_C associées car elles se révèlent inférieures à l'incertitude de $0,4 \text{ dB}$ de la méthode d'extraction. Les pertes de propagation sont faibles et inférieures ou égales à l'incertitude de la mesure qui est de $0,24 \text{ dB/cm}$.

Ces mesures valident ainsi complètement le procédé de réalisation des guides de Bragg sélectivement enterrés dans le substrat GO14 et de conséquence leur emploi pour la réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel.

4.8 Caractérisation du laser DFB hybride tridimensionnel

Nous reportons dans la suite les caractérisations du laser DFB hybride tridimensionnel obtenu en reportant à la surface du GO14, contenant les guides de Bragg sélectivement enterrés,

le superstrat d'IOG1 localement échangé, déjà employé pour réaliser l'amplificateur hybride tridimensionnel(cf. section 3.4.2.2).

La validation de ce dispositif, et en général de l'architecture du laser DFB hybride tridimensionnel, passe tout d'abord par l'extraction de ses caractéristiques passives. Cela permet de s'assurer que les guides réalisés supportent des modes guidés à la longueur d'onde de pompe, $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm, de vérifier l'interaction entre les modes guidés et le réseau de Bragg et de localiser λ_B . Seulement après cela, on passera aux caractérisations actives du composant pour déterminer s'il se comporte effectivement comme une source laser.

4.8.1 Caractérisation passives

Les mesures du profil des modes guidés effectuées à $\lambda'_p = 1060$ nm et à $\lambda = 1540$ nm nous permettent de déterminer que les guides réalisés supportent des modes guidés à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 976$ nm et de signal $\lambda_s = 1534$ nm. En particulier les guides montrent un comportement monomode à λ'_p , pour w compris entre 0,5 μm et 2,0 μm , et à $\lambda = 1540$ nm, lorsque $1,5 \mu\text{m} \leq w \leq 5,0 \mu\text{m}$.

Le guidage à $\lambda_p = 976$ nm et $\lambda_s = 1534$ nm est aussi confirmé par les mesures des longueurs d'onde de coupure λ_c faites sur le banc d'analyse spectrale en employant la source à supercontinuum (*Leukos - SM-20*) et des fibres d'injection et de collection de type HI1060. En effet, comme l'on peut voir en figure 4.25, le guide défini par une fenêtre d'échange dans le GO14 de $w = 1,5 \mu\text{m}$, présente une longueur d'onde de coupure λ_c autour de 1550 nm. Ainsi, comme pour l'amplificateur hybride tridimensionnel, le report du superstrat sur les guides de Bragg sélectivement enterrés dans le substrat symétrise la structure d'indice du dispositif et déplace ainsi λ_c vers de longueurs d'onde plus grandes.

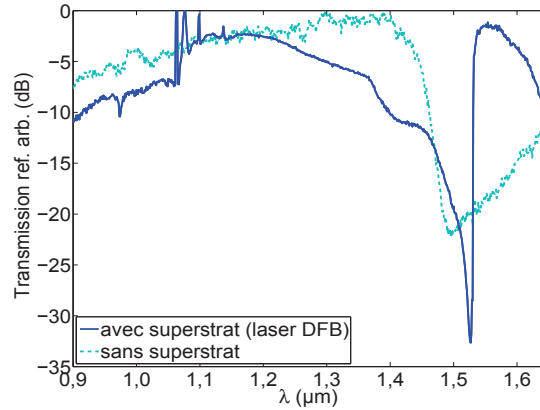


FIGURE 4.25 – Comparaison de la transmission d'un guide du laser DFB hybride tridimensionnel défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$ avec celle d'un guide de Bragg sélectivement enterré avant le collage du superstrat.

Cependant cela n'est pas la seule conséquence du report du superstrat, car comme on peut toujours voir en figure 4.25 la transmission du guide diminue fortement lorsque la longueur

d'onde augmente jusqu'à atteindre son minimum à $\lambda \approx 1530$ nm. Cette chute de la transmission est due aux effets conjoints de l'absorption des ions Er^{3+} et du réseau de Bragg qui se répercutent sur la propagation de lumière guidée par le laser DFB hybride tridimensionnel.

Pour localiser la longueur d'onde de Bragg nous faisons encore recours au montage qui a été présenté en figure 4.23. La figure 4.26 montre le spectre de transmission normalisé d'un guide du laser DFB hybride tridimensionnel caractérisé par une fenêtre d'échange de $2,0 \mu\text{m}$.

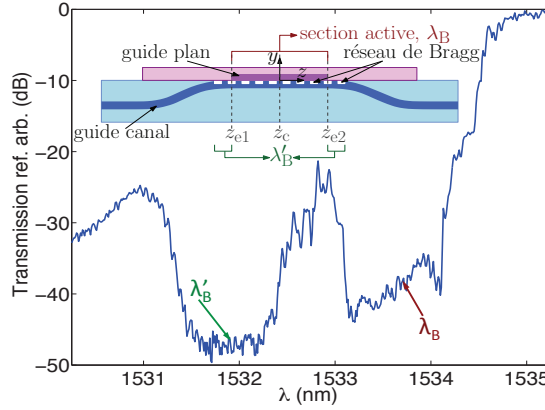


FIGURE 4.26 – Spectre de transmission mesuré pour un guide du laser DFB hybride tridimensionnel caractérisé par une fenêtre d'échange w de $2,0 \mu\text{m}$. L'encart reprend la vue en coupe du laser DFB hybride tridimensionnel et localise les longueurs d'onde λ_B et λ'_B le long du guide.

Dans cette figure nous remarquons la présence de deux creux dont les minima de transmission respectifs ne sont pas résolus. Ils correspondent à deux bandes de réflexion centrées autour de $\lambda'_B = (1531,9 \pm 0,2)$ nm et $\lambda_B = (1533,7 \pm 0,2)$ nm et faisant plus d'un nanomètre de large.

L'élargissement de la bande de réflexion par rapport aux guides de Bragg sélectivement enterrés sans superstrat est dû à la plus forte interaction des modes guidés avec le réseau induite par le report du superstrat. Cependant l'origine de ces deux bandes de réflexion doit être recherchée dans la structure des guides réalisés, dont une vue en coupe est reportée dans l'encart de la figure 4.26. Cette image nous rappelle que la section active présente une extension, $L_{gp} = (1,15 \pm 0,05)$ cm, inférieure à celles du réseau de Bragg ($L_c = 1,5$ cm) et de la région où les guides canaux sélectivement enterrés effleurent l'interface GO14/IOG1, longue d'environ $1,6$ cm. La longueur d'onde de résonance λ'_B caractérise les régions du dispositif où le réseau est présent et le superstrat n'est pas échangé, lorsque λ_B est la longueur d'onde de Bragg dans la section active du guide. L'inégalité $\lambda'_B < \lambda_B$ traduit bien le fait que l'indice effectif du mode guidé dans la section active, où le superstrat est échangé, est supérieur à celui des régions où l'IOG1 n'a pas été exposé à l'échange d'ions. On constate donc, que la longueur d'onde de Bragg λ_B dans la section active du laser hybride tridimensionnel est proche de 1534 nm, où se situe le pic la section efficace d'émission de l'erbium et le gain du guide est maximal. On se trouve ainsi dans les meilleures conditions pour obtenir l'émission laser.

L'ensemble des caractérisations passives effectuées sur les guides du laser DFB hybride

tridimensionnel nous ont confirmé le guidage de la structure à λ_p et λ_s et permis de localiser λ_B proche de 1534 nm. On passe ainsi aux caractérisations actives afin de vérifier si l'émission laser a lieu dans le dispositif réalisé.

4.8.2 Caractérisation actives

4.8.2.1 Spectre optique

Afin de démontrer que le dispositif réalisé se comporte comme une source laser, il est nécessaire d'injecter de la lumière à la longueur d'onde de pompe λ_p dans le guide et de déterminer si un signal à $\lambda \approx \lambda_B$ est émis depuis son entrée ou sa sortie. Pour cela nous avons employé le banc de mesure schématisé en figure 4.27.

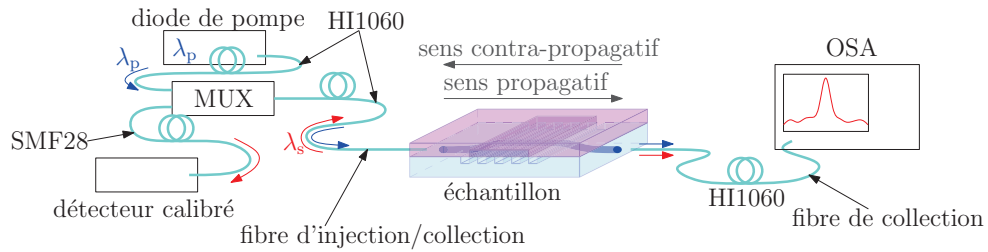


FIGURE 4.27 – Montage employé pour les mesures du spectre optique et de la puissance émise par le laser DFB hybride tridimensionnel.

La diode de pompe, émettant à $\lambda_p = 976$ nm, est connectée avec une fibre HI1060 à un multiplexeur 980 nm/1550 nm. La lumière émise par la diode de pompe sort ainsi par la voie commune du multiplexeur et est injectée à l'entrée de l'échantillon à l'aide d'une deuxième fibre HI1060 que l'on appellera d'injection/collection. La puissance $P_{p,bf}$ maximale livrée par la diode de pompe en bout de la fibre d'injection/collection est de (395 ± 20) mW. Une fois le pompage réalisé, le laser est censé émettre de deux côtés du guide un signal laser à $\lambda_s \approx \lambda_B$. Nous parlerons ainsi de puissance laser émise en sens propagatif et contra-propagatif pour distinguer respectivement la puissance sortant depuis la sortie et l'entrée du guide. La puissance du signal laser provenant depuis l'entrée du guide est collectée par la fibre d'injection/collection, passe par le multiplexeur, sort par la voie 1550 nm et est mesurée par un détecteur calibré (*Thorlabs 122C*), connecté au multiplexeur par une fibre SMF28. D'autre part, la puissance émise en transmission, depuis la sortie du guide, est recueillie par une fibre HI1060 et mesurée par un analyseur de spectre optique (*Anritsu OSA-MS9710B*). Ce dernier est donc employé pour déterminer l'éventuelle émission d'une ou plusieurs raies lasers par le dispositif fabriqué.

La figure 4.28(a) montre le spectre d'émission d'un guide du laser DFB hybride tridimensionnel défini par une fenêtre d'échange w de 1,5 μm .

Ce spectre attestant d'une émission monomode a été acquis pour une puissance de pompe délivrée en bout de la fibre d'injection $P_{p,bf} = (395 \pm 20)$ mW et avec une résolution de

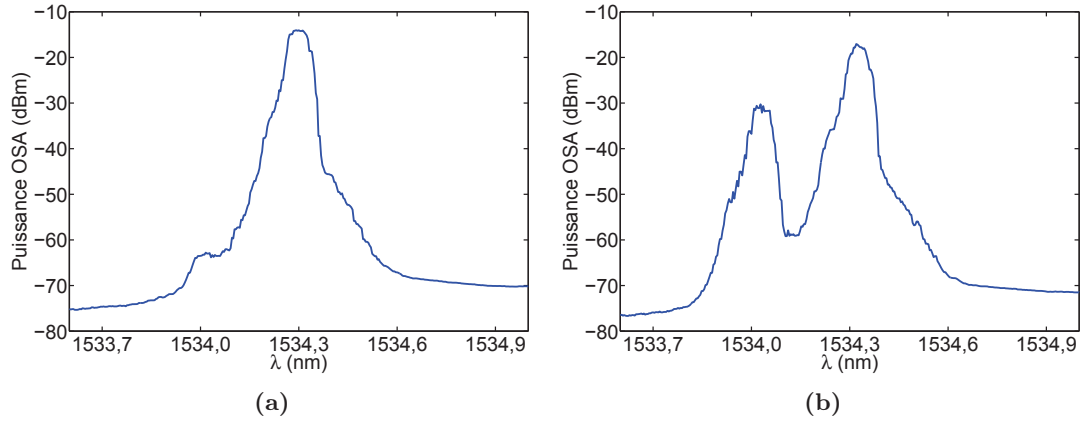


FIGURE 4.28 — (a) Raie d'émission du laser obtenu avec une fenêtre d'échange de 1,5 μm . (b) Apparition d'une deuxième raie dans le spectre d'émission du même guide lors des variations de la puissance de pompe $P_{p,bf}$.

l'analyseur de spectre de 0,07 nm, qui correspond à la résolution maximale de l'appareil. Cette mesure démontre la faisabilité de sources lasers DFB hybrides tridimensionnelles monomodes et monochromatiques en validant les objectifs de cette thèse. En effet, quand la puissance de pompe injectée à l'entrée du guide est constante le guide défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$ présente bien une seule longueur d'onde d'émission $\lambda_s = (1534,3 \pm 0,2) \text{ nm}$. Or, quand la puissance de pompe délivrée en bout de fibre $P_{p,bf}$ varie, une deuxième raie d'émission, centrée à $\lambda = (1534,0 \pm 0,2)$, apparaît à côté du pic principal (cf. la figure 4.28(b)). Le pic secondaire, dû à la présence d'un deuxième mode longitudinal, disparaît après un transitoire de quelques secondes. En conséquence, la puissance du pic principal peut être aisément mesurée, d'autant plus que la raie d'émission principale s'est révélée stable pour des temps d'observation de plusieurs heures.

Même si on a à faire à un phénomène transitoire (observé aussi pour les lasers définis par $w = 2 \mu\text{m}$), il est néanmoins intéressant de connaître un peu plus sur cette deuxième raie d'émission. Ainsi, en superposant le spectre d'émission du guide défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$, de la figure 4.28(b), avec le spectre de transmission de ce guide, nous observons en figure 4.29 que, comme prévu par la théorie, l'émission a lieu au bord de la bande de réflexion du réseau de Bragg. En conséquence les deux raies laser appartiennent soit à deux modes longitudinaux différents ou aux modes guidés quasi-TE et quasi-TM supportés par le guide.

De plus, nous remarquons que, comme en figure 4.29, la longueur d'onde d'émission laser, de toutes les guides caractérisés, se situe sur le côté de la bande de réflexion présentant les longueurs d'onde plus élevées. Ainsi, contrairement aux prévisions du modèle du guide de Bragg à gain constant, l'émission laser a lieu, pour chaque mode longitudinal, à une seule longueur d'onde et pas pour un couple de longueurs d'onde « symétriques » par rapport à λ_B . Cela est dû au fait que λ_B est très proche de 1534 nm et que, comme on a montré en figure 3.4(b), $\sigma_{em,s}^{Er}(\lambda)$ est plus importante aux longueurs d'onde supérieures à 1534 nm que

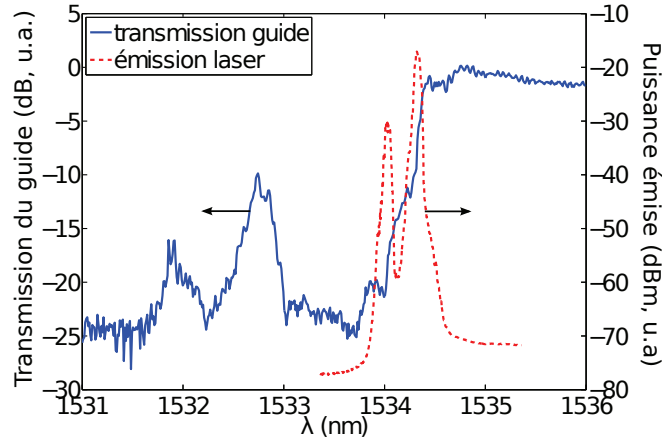


FIGURE 4.29 – Superposition du spectre d’émission du laser défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$, déjà présenté en figure 4.28(b), sur le spectre de transmission du guide. Les unités de mesure sur les axes des ordonnées sont arbitraires aussi bien que la position verticale des courbes.

à celles inférieures. Ainsi, à parité de puissance de pompe injectée, le gain nécessaire pour déclencher l’émission laser est atteint plus facilement par les modes lasers qui se trouvent à $\lambda \geq 1534 \text{ nm}$ que pour ceux à $\lambda < 1534 \text{ nm}$. Pour cette raison, les guides du laser DFB hybride tridimensionnel sont caractérisés par une émission monomode.

Enfin, la figure 4.30 montre les spectres d’émission monomodes des guides lasers DFB hybrides tridimensionnels définis par des fenêtres d’échange w allant de $1,5 \mu\text{m}$ à $3 \mu\text{m}$. Cette

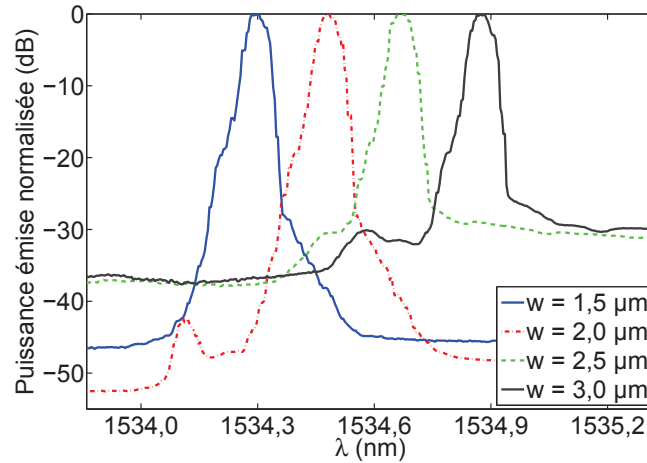


FIGURE 4.30 – Spectres d’émission normalisés des lasers DFB hybrides tridimensionnels issus des guides définis par des fenêtres d’échange w comprises entre de $1,5 \mu\text{m}$ à $3 \mu\text{m}$. Ces spectres ont été acquis avec une résolution de l’analyseur de spectre optique de $0,07 \text{ nm}$.

mesure confirme une fois de plus la possibilité de réaliser des sources lasers monomodes à l’aide de l’architecture hybride tridimensionnelle proposée. De manière plus générale, elle démontre que cette architecture est adaptée pour implémenter aussi bien des amplificateurs que des sources hybrides tridimensionnelles. Elle valide ainsi les objectifs de ces travaux de thèse.

De plus nous mettons en évidence que le pic du spectre d'émission laser λ_s se décale vers les plus grandes longueurs d'onde lorsque l'ouverture w de la fenêtre d'échange du guide d'onde augmente ; nous mesurons en effet une dépendance $\Delta\lambda_s/\Delta w = 0,38 \text{ nm}/\mu\text{m}$. Ce déplacement de la longueur d'onde d'émission λ_s , due à la dépendance entre λ_B et l'indice effectif du mode n_{eff} explicité par l'équation (4.4), permet d'envisager la réalisation d'une matrice de laser hybrides tridimensionnels multicolores [85, 102].

4.8.2.2 Puissance émise

Ayant observé la présence de l'oscillation laser dans les dispositifs DFB hybrides tridimensionnels définis par w compris entre $1,5 \mu\text{m}$ et $3,0 \mu\text{m}$, on s'intéresse à la variation de la puissance de signal en fonction de la puissance de pompe $P_{p,\text{bf}}$ émise en bout de la fibre d'injection/collection. Lors de ces caractérisations, effectuées sur le banc illustré en figure 4.27, l'analyseur de spectre optique nous permet au même temps de mesurer la puissance émise en sens propagatif par le guide sous test et de vérifier que la longueur d'onde λ_s de la raie laser est toujours constante tout au long de la mesure. Le puissance émise par le guide en direction contra-propagative et mesurée par le photodétecteur calibré connecté avec la voie 1550 nm du multiplexeur. En particulier, la figure 4.31 reporte l'évolution, en fonction de $P_{p,\text{bf}}$, des puissances émises dans les sens propagatif et contra-propagatif par le laser DFB hybride tridimensionnel défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$.

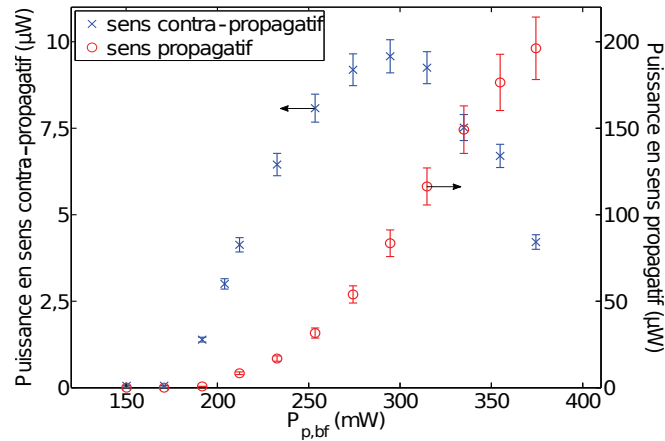


FIGURE 4.31 – Puissance émise en sens propagatif (○) et contra-propagatif (×) par le guide laser DFB hybride tridimensionnel défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe $P_{p,\text{bf}}$, livrée à la sortie de la fibre d'injection/collection.

Lorsque l'on considère la puissance émise en sens contra-propagatif on observe que le seuil d'émission se situe autour de $P_{p,\text{bf}} = 180 \text{ mW}$; la puissance de signal monte ensuite jusqu'à $(9,7 \pm 0,5) \mu\text{W}$ pour $P_{p,\text{bf}} = (295 \pm 15) \text{ mW}$, mais quand la puissance de pompe dépasse les 300 mW la puissance émise en direction contra-propagative diminue. Cette baisse de la puissance de signal à fort pompage est imputée à des effets thermiques dans la cavité. Ces derniers semblent être localisés à proximité de l'entrée de la section active du laser DFB

hybride tridimensionnel et se manifestent à des puissances de pompe, et par conséquent de signal à l'intérieur de la cavité, importantes. Cet effet n'est pas observé pour la puissance de signal émise, en direction propagative, où on observe la caractéristique typique d'un laser avec un seuil de $P_{p,bf} = (210 \pm 15)$ mW et puissance maximale de (198 ± 20) μ W pour $P_{p,bf} = (370 \pm 20)$ mW.

4.8.2.3 Émission des lasers définis par une jonction Y

Le masque de lithographie employé pour réaliser les guides droits sélectivement enterrés dans le GO14 présente aussi des motifs qui permettent d'obtenir des jonctions Y un vers deux, caractérisées par des largeurs w de fenêtre d'échange de 2 μ m. Il se trouve ainsi que ces jonctions Y, tout comme les guides droits, émettent un signal laser quand la puissance de pompe est injectée par le bras commun de la jonction. En particulier une de ces jonctions présente une puissance de seuil $P_{p,bf}$ plus basse et délivre une puissance maximale plus élevée que tous les lasers DFB hybrides tridimensionnels définis par des guides droits du dispositif. La figure 4.32 reporte le spectre d'émission normalisé de cette jonction et l'évolution de la puissance émise par son bras commun en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ livrée en bout de la fibre d'injection/collection.

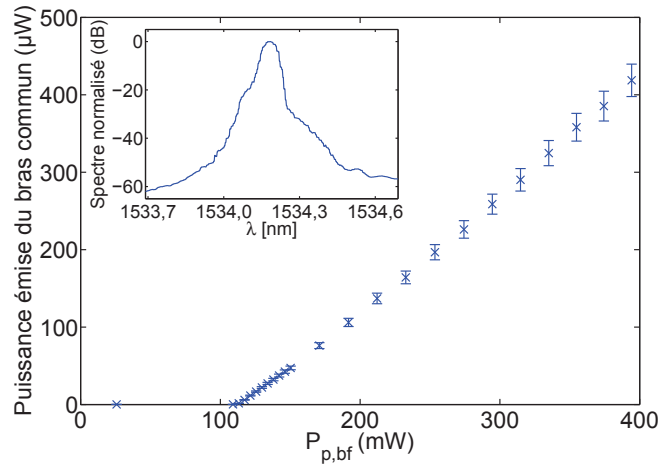


FIGURE 4.32 – Évolution de la puissance émise, en direction contra-propagative, par le bras commun de la jonction Y en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$. Le spectre d'émission du laser est présenté dans l'encart de la figure.

La raie d'émission laser de la jonction est centrée à $\lambda_s = (1534,2 \pm 0,2)$ nm, et, à la différence des lasers constitués par des guides droits de la même largeur $w = 2$ μ m, elle ne présente pas de compétition avec des autres raies laser. La puissance de pompe $P_{p,bf}$ nécessaire pour atteindre le seuil d'émission dans la jonction Y est de (110 ± 6) mW et la puissance de signal que elle délivre depuis son bras commun monte à (419 ± 22) μ W. Elle sera en conséquence employée pour caractériser la largeur de la raie d'émission des lasers DFB hybrides fabriqués aussi bien que leur comportement temporel.

4.8.2.4 Largeur de la raie laser

La mesure la largeur de la raie d'émission de la jonction Y a été toujours faite sur le banc présenté en figure 4.27, où le détecteur calibré à la sortie de la branche 1550 nm du multiplexeur a été remplacé par un analyseur de spectre Fabry-Perot (*EXFO - TL15*) connecté à un oscilloscope numérique (*Lecroy - Literunner LP 142*). L'un des deux miroirs de l'étalon Fabry-Perot est monté sur un élément piézoélectrique qui peut être commandé avec une rampe en tension de manière à faire varier leur distance réciproque. Il est ainsi possible de couvrir une plage de fréquence de 15 GHz, qui constitue l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité Fabry-Perot. Cet analyseur de spectre possède une résolution de 100 MHz, bien supérieure aux 9 GHz de l'analyseur de spectre optique *Anritsu OSA-MS9710B*, et permet ainsi de connaître avec plus de précision la largeur spectrale de la raie laser.

La figure 4.33(a) illustre la distribution de la puissance du laser sur l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Perot : deux pics de puissance séparés de un ISL sont visibles. L'absence d'autre pic d'émission confirme la monomodicité des lasers hybrides tridimensionnels fabriqués. En se concentrant sur un seul de ces pics, comme montré en figure 4.33(b), nous avons mesuré

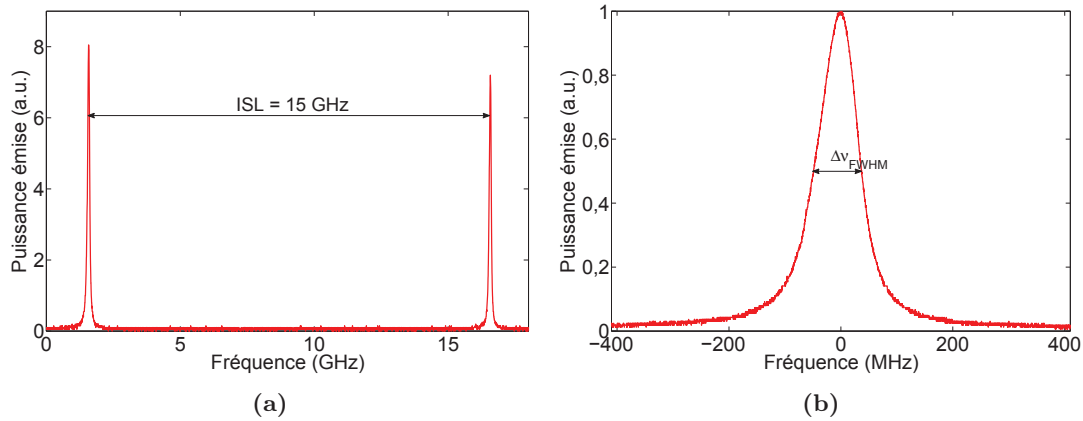


FIGURE 4.33 – (a) Spectre d'émission monomode du laser DFB hybride tridimensionnel défini par la jonction Y mesuré avec l'étalon Fabry-Perot. (b) Mesure de la largeur spectrale de la raie laser.

une largeur du spectre d'émission à mi-hauteur $\Delta\nu_{FWHM}$ de (100 ± 20) MHz, correspondant à la résolution de l'analyseur de spectre Fabry-Perot. Ainsi, la mesure de largeur de raie étant limitée par la résolution de l'analyseur de spectre Fabry-Perot, nous pouvons affirmer que la largeur de raie des laser DFB hybrides tridimensionnels est inférieure ou égale à 0,8 pm.

4.8.2.5 Caractérisation temporelle des sources lasers

La caractérisation du comportement temporel des sources lasers tridimensionnelles hybrides demande de s'intéresser aux variations de la puissance émise par le laser au cours du temps. Pour cela, nous avons utilisé le montage présenté en figure 4.34 où la puissance émise par la diode de pompe, à $\lambda_p = 976$ nm, est injectée à l'entrée des guides, en passant par un

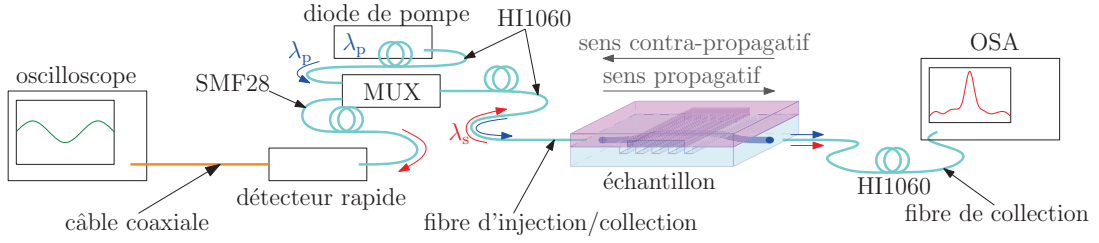


FIGURE 4.34 – Montage employé pour étudier l'évolution temporelle de la puissance émise par le laser.

multiplexeur 980 nm/1550 nm, à l'aide d'une fibre HI1060 d'injection/collection. Le signal laser émis en direction contra-propagative par l'entrée du guide est récolté par cette fibre d'injection/collection et dirigé par le multiplexeur vers un détecteur rapide (*Terahertz Technologies - TIA O/E converter*), caractérisé par une bande passante de 250 MHz. Le détecteur rapide est connecté par un câble coaxial à un oscilloscope numérique (*Tektronix - TDS6604B*), caractérisé par une bande passante de 6 GHz, qui nous permet ainsi de visualiser les variations temporelles de la puissance émise par les lasers DFB hybrides tridimensionnels. Le signal laser émis en direction propagative depuis la sortie du guide est récolté par une deuxième fibre HI1060 connectée à l'analyseur de spectre optique. Il est ainsi possible de contrôler la stabilité du spectre de la raie laser et de la puissance émise pendant l'étude temporelle des sources lasers.

La figure 4.35(a) montre l'évolution temporelle de la puissance émise par le bras commun de la jonction Y pour une puissance de pompe $P_{p,bf}$ de (390 ± 20) mW. À partir de cet oscillogramme et de ceux, tout à fait similaires à celui-ci, que nous avons observés sur tous les lasers de l'échantillon, nous constatons que l'émission des lasers DFB hybrides tridimensionnels fabriqués est faite par impulsions. Nous pouvons ainsi conclure que les non linéarités des sources

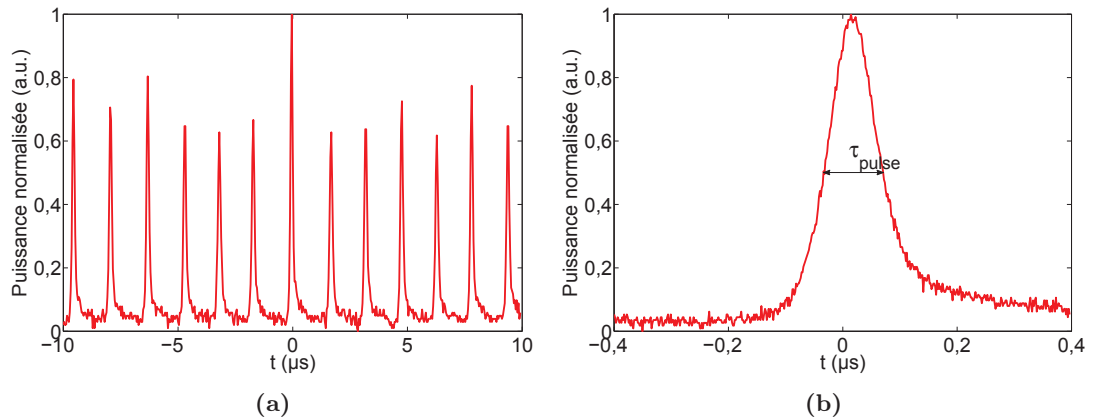


FIGURE 4.35 – (a) Évolution temporelle de la puissance émise depuis le laser défini par la jonction Y, pour une puissance de pompe en bout de la fibre d'injection/collection de (390 ± 20) mW. (b) Détail d'un pulse émis par le laser.

lasers réalisées portent ces dernières à opérer en régime impulsionnel. Un oscillogramme d'un des pulses émis depuis le bras commun de la jonction Y, pour $P_{p,bf} = (390 \pm 20)$ mW est reporté en figure 4.35(b).

Or, lors de ces mesure temporelles, nous avons remarqué que la fréquence des impulsions f_{pulse} aussi bien que leur durée τ_{pulse} (la largeur à mi-hauteur de l'impulsion) varient en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ délivrée en bout de la fibre d'injection/collection. Nous avons ainsi étudié l'évolution de f_{pulse} et τ_{pulse} pour les pulses émis du bras commun de la jonction Y en fonction de $P_{p,bf}$. On rappelle que ce phénomène a été observé sur tous les guides fabriqués, mais que la jonction Y a été choisie pour cet étude car elle présente une dynamique de puissance émise supérieure à celle des guides droits. Le résultats des mesures effectuées sont reportés en figure 4.36.

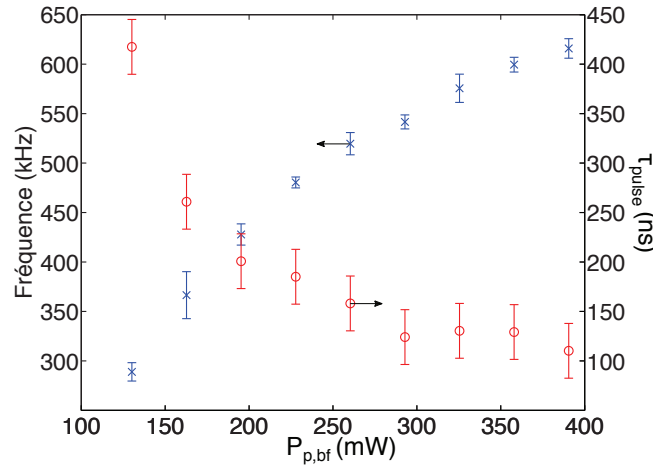


FIGURE 4.36 – Évolution, en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$, de la fréquence de répétition et de la durée des pulses émis par le laser DFB hybride tridimensionnel défini par la jonction Y.

Nous observons ainsi que proche du seuil du laser, $P_{p,bf} = (130 \pm 7)$ mW, la fréquence des impulsions f_{pulse} vaut (289 ± 9) kHz et leur durée τ_{pulse} est de (420 ± 30) ns. Ensuite, la fréquence des impulsions croît avec la puissance de pompe. À l'opposé, leur durée diminue rapidement pour se stabiliser, dès que $P_{p,bf}$ dépasse les 260 mW, autour des 120 ns. En particulier, proche de la puissance maximale de la pompe, à $P_{p,bf} = (390 \pm 20)$ mW, la fréquence des impulsions est de (616 ± 10) kHz et $\tau_{pulse} = (110 \pm 12)$ ns.

Or à partir de ces valeurs de f_{pulse} , de τ_{pulse} et de la puissance de signal moyenne P_{moy} émise par la jonction Y, reportée en figure 4.32, il est possible de remonter à la puissance crête $P_{crête}$ des impulsion en employant l'équation suivante :

$$P_{crête} = \frac{P_{moy}}{f_{pulse} \tau_{pulse}} \quad (4.19)$$

L'évolution de $P_{crête}$ en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ injectée dans le bras commun de la jonction Y est reportée en figure 4.37. On observe que $P_{crête}$ augmente avec la puissance

de pompe $P_{p,bf}$ et atteint une valeur maximale de $(6,1 \pm 1,8)$ mW à $P_{p,bf} = (390 \pm 20)$ mW.

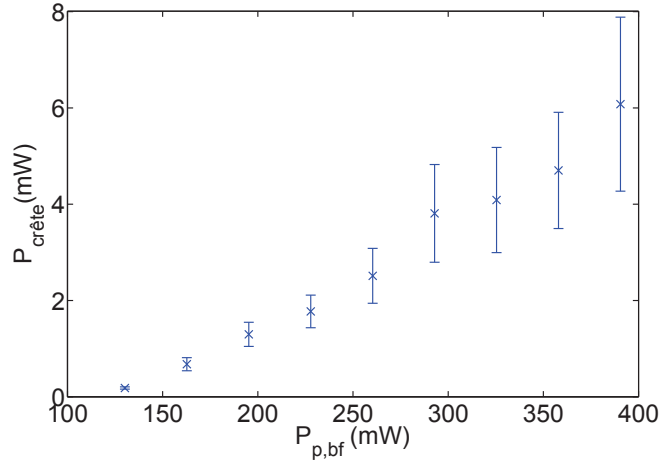


FIGURE 4.37 – Évolution de la puissance crête des impulsions émises par le bras commun de la jonction Y, en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ livrée à la sortie de la fibre d’injection/collection.

Ainsi, les caractérisations du comportement temporel des lasers DFB hybrides tridimensionnels ont montré que les sources fabriquées émettent de manière impulsionnelle. Cela, ouvre de nouvelles perspectives pour la réalisation de lasers impulsionnels compacts qui peuvent trouver des applications comme sources pour les capteurs optiques tels que des LiDAR impulsionnels ou des capteurs fibrés. L’emploi d’une telle source en tant que laser impulsionnel pourrait se révéler d’un intérêt tout particulier car l’émission pulsée est issue des seules non-linéarités du dispositif et ne demande l’introduction d’aucun absorbant saturable ou d’un autre élément de modulation des propriétés de la cavité. L’absence de cet élément peut jouer un rôle important en termes de compacité et de robustesse de ces sources impulsionnelles.

4.8.2.6 Synthèse

Les caractérisations, en particulier celles actives, décrites dans cette section démontrent la faisabilité d’un laser DFB hybride tridimensionnel monomode opérant autour de 1534 nm. En réalisant ainsi l’objectif que l’on s’était imposé pour cette étude, nous avons validé la compatibilité entre l’intégration tridimensionnelle et l’hybridation verticale pour fabriquer aussi bien des amplificateurs que des lasers hybrides tridimensionnels. En effet, la réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel ouvre des nouvelles perspectives vers la réalisation des dispositifs monolithiques intégrant des fonctions actives et passives complexes sur un même substrat passif.

De plus, nous avons observé que l’émission des laser DFB hybride tridimensionnel se fait par impulsions. Une étude plus approfondie des mécanismes d’émission dans cette structure pourrait éventuellement porter à la réalisation de sources lasers impulsionnelles monolithiques compacts émettant autour de 1534 nm. Ce type de sources est très attractif pour la réalisation de capteurs car leur longueur d’onde d’émission est considérée comme *eye-safe* et

permet de plus d'employer toutes les fonction optiques de guidage, amplification filtrage, déjà développées et couramment employées dans les télécommunications optiques.

4.9 Perspectives

La réalisation du laser DFB hybride tridimensionnel ouvre la voie à une nouvelle génération de dispositifs hybrides tridimensionnels intégrant des fonctions actives et passives sur un même substrat. En même temps, elle demande aussi de s'intéresser plus de près aux dynamiques régissant le régime d'émission de ces sources. En effet, la réalisation, à partir d'une même architecture, de sources monomodes émettant de manière continue ou impulsionnelle étendrait, ultérieurement, les applications envisageables pour le laser DFB hybride tridimensionnel.

On présente ainsi comme premier point des perspectives de cette thèse l'étude du régime d'émission du laser hybride. Ensuite, on se concentrera sur les actions à entreprendre pour améliorer les performances des amplificateurs et des laser hybrides tridimensionnels. Finalement, on montrera quelques exemples de dispositif, intégrant différentes fonctions optiques, dont la fabrication peut désormais être envisagée employant l'architecture hybride tridimensionnelle étudiée dans cette thèse.

4.9.1 À court terme : étude des régime d'émission des laser hybrides

L'étude du régime d'émission impulsionnel des lasers DFB hybrides fabriqués et de ses origines est fondamental pour l'emploi d'une telle source. En effet, cette étude aura deux objectifs :

- déterminer les conditions nécessaires pour obtenir un régime d'émission continu. Ainsi le laser hybride pourra être employé pour des applications visant les télécommunications optiques ou pour des capteur nécessitant d'un émission continue, comme l'architecture du LiDAR présentée au chapitre 1.
- établir les caractéristiques principales du régime auto-pulsé (puissance pic, fréquence de répétition et durée des pulses) de manière à pouvoir utiliser ces sources pour les capteurs nécessitant des puissances plus élevées.

Ce travail de modélisation et compréhension des régimes de fonctionnement des sources DFB hybrides est loin d'être banal. En effet, d'après nos recherches bibliographique, les lasers réalisés lors de cette thèse résultent être les premiers fabriqués par échange d'ions sur verre phosphate à présenter une émission impulsionnelle, sans nécessiter un élément ou un facteur tiers modulant les propriétés optiques de la cavité laser. On se propose donc d'inventorier ici les possibles causes de l'émission pulsée des lasers réalisés. Cela sera fait en comparant l'architecture de ces derniers avec celles des lasers continus fabriqués par échange d'ions et gravure d'un réseau de Bragg sur verre phosphate reportées dans la littérature.

La figure 4.38 montre le schéma du laser DBR fabriqué sur IOG1 par Madasamy *et al.* [159] et du laser DFB réalisé par Blaize *et al.* [85, 102] sur un verre phosphate dont est propriétaire

la société Teem Photonics. Le choix de ce laser DFB, fabriqué sur un verre phosphate qui n'est pas l'IOG1, est dicté par le fait qu'à notre connaissance dans la littérature il n'y a aucun exemple de laser DFB réalisé sur IOG1.

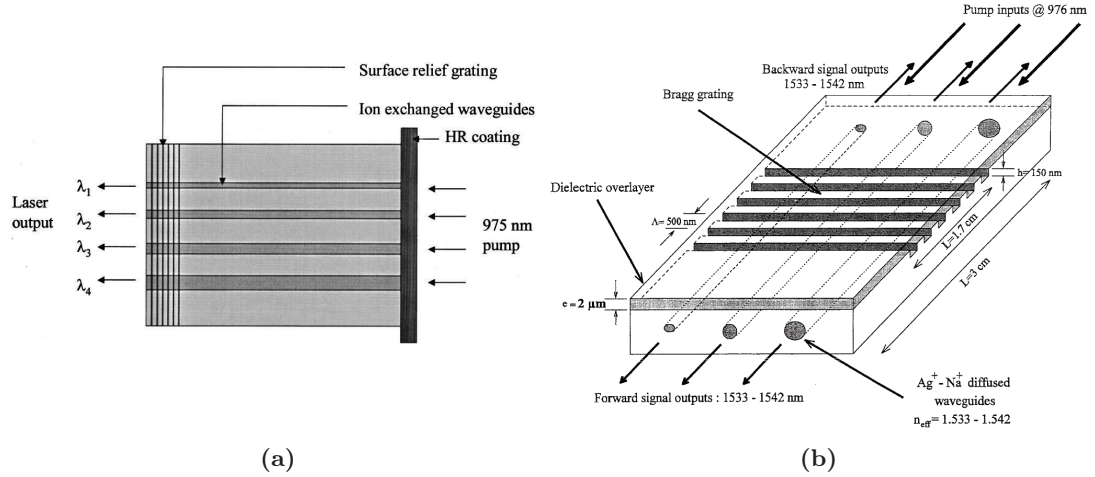


FIGURE 4.38 – Schema du laser DBR réalisé sur IOG1 par Madasamy *et al.*, d'après [159], et du laser fabriqué DFB fabriqué par Blaize *et al.*, d'après [85].

La principale différence entre le laser hybride tridimensionnel et le laser présenté en figure 4.38(a), c'est l'hybridation verticale entre un verre silicate et un verre phosphate. Ainsi, nous pouvons supposer que l'adhésion moléculaire des deux verres avec des propriétés physico-chimiques différentes puisse être une cause de l'émission pulsée dans les lasers réalisés. Par exemple la réponse différente des deux verres à l'augmentation locale de température, produite par les transitions non radiative des ions Er^{3+} et Yb^{3+} , pourrait modifier les propriétés optiques de la cavité et déclencher l'émission pulsée.

Une deuxième différence entre le laser hybride tridimensionnel et ce laser est l'emploi du réseau de Bragg pour obtenir une cavité de type DFB et non pas DBR. Nous serons alors portés à indiquer la cavité DFB comme une possible cause du régime impulsionnel des lasers fabriqués sur verre IOG1. Par contre, si on fait l'hypothèse que les compositions du verre IOG1 et du verre phosphate employé pour réaliser le laser DFB en figure 4.38(b) sont similaires, on ne peut pas établir une corrélation directe entre la réalisation d'une cavité DFB et l'émission impulsionnelle du laser que l'on a fabriqué.

Néanmoins, mise à part l'emploi de l'hybridation verticale, il existe une différence non négligeable entre le laser DFB hybride tridimensionnel et le laser DFB réalisé par Blaize *et al.* [85, 102]. Il s'agit de la valeur du coefficient de couplage $|\kappa|$ qui dans le laser de la figure 4.38(b) atteint la valeur maximale d'environ 5 cm^{-1} [149, 89] tandis que dans le laser DFB hybride tridimensionnel que nous avons fabriqué il serait d'environ 25 cm^{-1} . Les propriétés dispersives plus fortes du laser DFB hybride tridimensionnel peuvent ainsi être considérées comme un facteur à prendre en compte dans la recherche des origines de son émission pulsée [160, 161].

Finalement, il y a encore une différence entre le laser DFB hybride tridimensionnel et le laser DFB de Blaize *et al.* concernant les arêtes des guides, qui dans ce dernier ont été polies en biseau avec un angle de 8° afin d'annihiler les réflexions de Fresnel [89]. Cela évite que la puissance générée à λ_s dans la cavité DFB soit ré-injectée vers la cavité elle-même et assure que l'émission laser ne soit pas perturbée par les réflexions parasites qui autrement auraient lieu au niveau des arêtes. Ces réflexions parasites sont au contraire présentes dans le laser DFB hybride tridimensionnel et peuvent donc avoir un rôle dans l'origine de son émission pulsée.

La comparaison de l'architecture du laser DFB hybride réalisé lors de cette thèse avec celle d'autres lasers DBR et DFB réalisés sur verres phosphates codopés $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ nous a permis d'indiquer des facteurs qui peuvent éventuellement être à l'origine de l'émission impulsionnelle des sources hybrides réalisés. Ils sont : l'architecture hybride verticale employant deux verres aux propriétés physicochimiques différentes, les propriétés dispersives du réseau et les réflexions parasites. À ceux-ci il nous faut rajouter la dynamique des transitions dans les ions Er^{3+} et Yb^{3+} qui déterminent les propriétés du milieu amplificateur et qui peuvent être à l'origine de l'émission pulsée des sources laser [162, 163, 164]. À l'heure actuelle, avec un seul dispositif fonctionnel réalisé, nous ne prétendons pas fournir une liste exhaustive des phénomènes à l'origine de l'émission pulsée et encore moins établir lequel entre eux est prépondérant. Nous avons voulu uniquement indiquer ici des pistes d'investigations qui méritent à notre avis d'être suivies pour une meilleure compréhension du fonctionnement du laser DFB hybride tridimensionnel.

4.9.2 À court-moyen terme : amélioration des performances de l'architecture des amplificateurs et des lasers DFB hybrides tridimensionnels

4.9.2.1 La transition section active - section d'interfaçage

Au chapitre 2, nous avons vu qu'il est difficile de concilier une forte interaction des modes guidés avec le superstrat et de garantir le guidage à $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$ dans les dispositifs hybrides tridimensionnels. En conséquence, pour obtenir cela, il est nécessaire de limiter l'extension du guide plan dans le superstrat à la région où les guides canaux sélectivement enterrés, dans le substrat, effleurent l'interface entre les deux verres. Cependant, si des transitions ne sont pas implémentées aux bords du guide plan dans le superstrat, les modes guidés à la longueur d'onde de pompe et de signal seront affectés par des pertes de couplage lorsqu'ils passent de la section d'interfaçage à celle active du dispositif, ou vice versa. Le rôle de ces transitions, représentées schématiquement en figure 4.39, est en effet d'accomplir une adaptation modale entre les modes guidés dans les sections d'interfaçage et la section active. Leur réalisation limiterait ainsi les pertes à la longueur d'onde de pompe et de signal dans les dispositifs hybrides tridimensionnels. Cela produirait une augmentation du gain des amplificateurs et de la puissance émise par les lasers hybrides tridimensionnels.

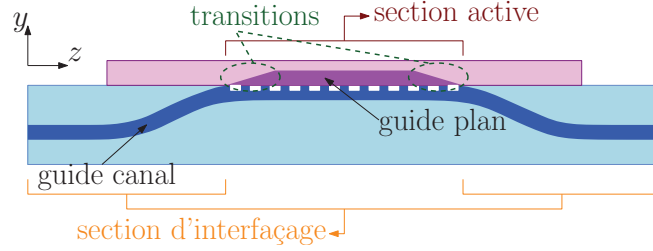


FIGURE 4.39 – Vue en coupe de l’architecture du laser DFB hybride tridimensionnel avec des transitions aux bords du guide plan.

En effet, ayant comme priorités de démontrer la présence de gain optique dans la section active de l’amplificateur hybride tridimensionnel et la faisabilité d’une source DFB hybride tridimensionnelle monomode, les dispositifs de cette thèse ont été fabriqués sans les transitions aux bords du guide plan.

C’est pourquoi, on présente ici deux manières de réaliser ces transitions et ensuite une solution alternative pour garantir le guidage des dispositifs hybrides tridimensionnels et l’interaction de la lumière avec le superstrat.

Une première façon d’implémenter les transitions dans le superstrat, est de réaliser un guide plan segmenté comme illustré en figure 4.40. Ce dernier est caractérisé par une suite de guides plans limités dont leur distance Λ_t et longueur l_t varient le long de l’axe de propagation z . Ce type de structure permet d’accomplir une adaptation modale [165] entre les sections d’interfaçage et celle active. En concevant un masque lithographique ad-hoc pour le superstrat, ces transitions peuvent ainsi être réalisées avec un échange thermique Ag^+/Na^+ , comme celui employé pour définir le guide plan avec des transitions abruptes.

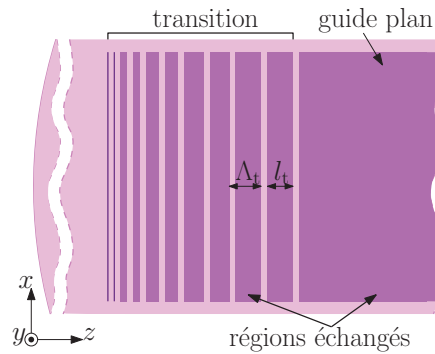


FIGURE 4.40 – Schéma de la transition du guide plan réalisé à l’aide d’un guide segmenté.

Une deuxième possibilité pour réaliser ces transitions est de recourir à un échange sous champ, comme celui représenté en figure 4.41(a). Ce type d’échange est assisté par un champ électrique externe $\vec{E}_{\text{ext},y}$ comme dans le procédé d’enterrage, mais il se différencie de ce dernière par la présence des ions Ag^+ dans le bain supérieur. Le champ externe joue dans ce cas un rôle important dans l’échange Ag^+/Na^+ , qui définit le guide plan à la surface du verre, car son

amplitude impacte fortement l'extension du guide selon l'axe y . Ainsi, le recours à un masque en face arrière permet de localiser des régions où l'échange d'ions sera assisté par un fort champ externe et celles où l'échange sera principalement thermique. De plus, l'emploi de ce masque permet de faire varier doucement le profil du guide plan entre les régions où le champ est maximale et celle où il est minimale. Un schéma d'un laser DFB hybride tridimensionnel fabriqué avec cette méthode pour implémenter les transitions dans le guide plan est représenté en figure 4.41(b).

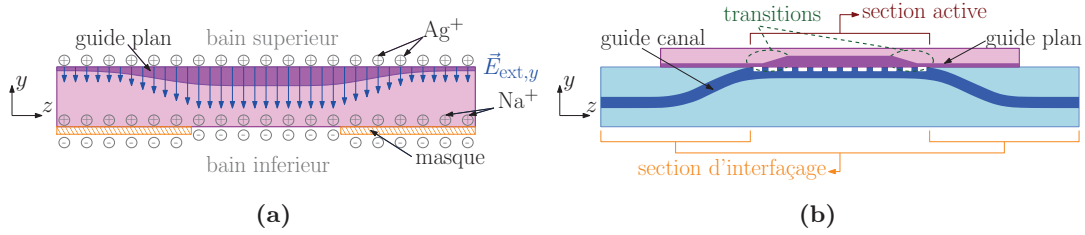


FIGURE 4.41 – (a) Schéma de principe d'un échange sous champ permettant d'implémenter un guide plan d'épaisseur variable dans le verre actif. (b) Vue en coupe d'un laser DFB hybride tridimensionnel où les transitions du guide plan ont été réalisées avec le procédé illustré en (a).

Une dernière option que l'on peut prendre en compte pour garantir une interaction forte des modes guidés avec le superstrat et le guidage dans les structures hybrides tridimensionnelles est d'intervenir sur le guide canal du substrat plutôt que sur le guide plan du superstrat. Ainsi, comme montré en figure 4.42 l'extension du guide plan dans le superstrat n'est pas limitée même s'il est dimensionnée pour obtenir l'interaction maximale entre les modes guidés et l'IOG1 dans la section active. En conséquence, il est nécessaire de modifier les propriétés

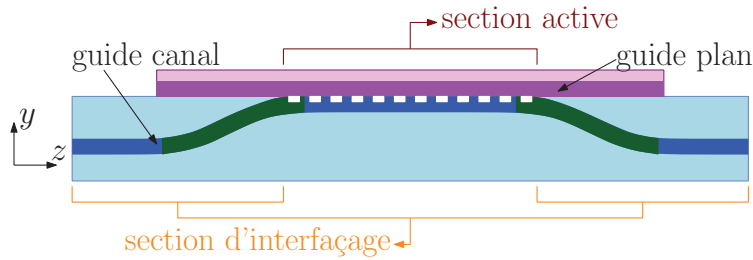


FIGURE 4.42 – Vision en coupe d'un laser DFB hybride tridimensionnel où le guidage du dispositif est garanti par un changement des propriétés optiques du guide canal sélectivement enterré. La couleur verte foncée dans certaines régions du guide canal est donc à entendre comme une augmentation de l'indice effectif des modes guidés.

optiques du guide canal sélectivement enterré de manière que la présence de la jonction Y asymétrique dans les sections d'interface ne nuise pas au guidage du dispositif. Cela signifie que, dans la section d'interface, l'indice effectif des modes guidés, à $\lambda_p \approx 980$ nm et à $\lambda_s \approx 1534$ nm, par le guide canal doit être supérieur à ceux des modes guidés, aux mêmes longueurs d'onde, dans le guide plan. Or, une fois la concentration molaire en argent, la température du bain et temps d'échange fixés, il est possible d'augmenter l'indice effectif du guide

canal en élargissant la taille de sa fenêtre de diffusion w . De manière générale, nous réaliserons des guides canaux définies, lors du premier échange thermique Ag^+/Na^+ , par des fenêtres d'échange plus grandes dans les régions qui se retrouveront, une fois le dispositif finalisé, dans la section d'interfaçage. La figure 4.43 présente un schéma de principe de l'évolution, selon l'axe de propagation z , de la largeur de la fenêtre d'échange w d'un guide canal qui a pour but de garantir l'interaction avec le superstrat et le guidage tout au long du dispositif.

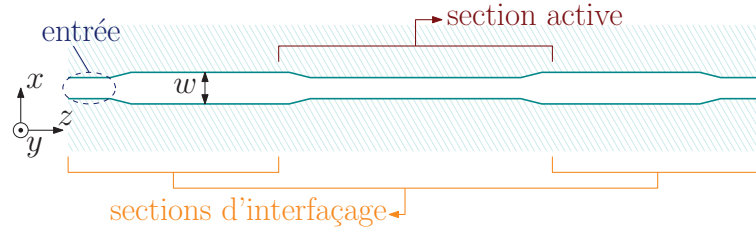


FIGURE 4.43 – Schéma de principe de l'évolution, selon l'axe de propagation z , de largeur w de fenêtre d'échange du guide canal.

Dans cette figure nous remarquons que, à l'entrée de la région d'interfaçage, la taille w de la fenêtre d'échange définissant le guide canal est réduite afin à obtenir, au moins en début du guide, un guidage monomode à la pompe et au signal. Ensuite, le guide s'élargit graduellement de manière que l'indice effectif du mode fondamental augmente. Cette variation lente de taille permet que, même si le guide devient multimode, toute la puissance injectée à l'entrée du guide soit toujours transportée sur le mode fondamental, de manière à garantir le bon fonctionnement du dispositif. Une fois le guide canal à la surface la taille w de la fenêtre d'échange se réduit à nouveau. Ainsi, dans la section active les modes de pompe et de signal peuvent mieux interagir avec le superstrat dans la section active du dispositif.

En concevant un masque lithographique adapté pour la réalisation des guides canaux dans le substrat il serait par conséquent possible d'améliorer les performances des dispositifs hybrides, sans complexifier la géométrie du guide plan. En contrepartie, il est nécessaire de déplacer la plus part de l'effort de dimensionnement et de fabrication sur le guide canal sélectivement enterré.

4.9.2.2 La cavité DFB

Dans cette section, on traite uniquement de l'amélioration des performances du laser DFB hybride tridimensionnel. On se concentre ainsi sur la rétroaction du laser afin de voir comment on peut intervenir pour augmenter la puissance émise depuis la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.

En reprenant le dimensionnement de la section active du laser DFB hybride, nous pouvons envisager d'obtenir des laser DFB plus performant avec un meilleur contrôle des étapes de fabrication du réseau. On pourra ainsi obtenir, de manière reproductible, des réseaux homogènes avec des profondeurs de gravure inférieures à 20 nm en visant plutôt les 5 nm. En effet, c'est

pour ces profondeurs de réseau que la puissance de signal émise par les structures calculées est maximale.

Il est aussi possible d'augmenter la puissance émise par la section active du laser, de réduire la puissance de seuil et de garantir son émission monomode sur une plage plus importante de puissance de pompe en introduisant un saut de phase dans la cavité [149]. Ce dernier peut être réalisé en modifiant localement la taille de la fenêtre d'échange w du guide canal au centre de la région active du dispositif, comme représenté en figure 4.44.

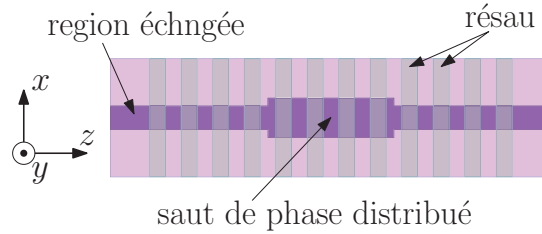


FIGURE 4.44 – Schéma d'un laser DFB, avec saut de phase distribué, en optique intégrée sur verre, d'après [89]

Des lasers DFB avec un saut de phase, basé sur la variation de largeur de la fenêtre d'échange du guide, ont déjà été fabriqués sur verre phosphate par Lionel Bastard, lors de sa thèse [89]. Son implémentation dans l'architecture du laser hybride tridimensionnel, une fois le masque conçu, devrait se faire sans difficultés particulières.

4.9.3 À long terme : vers des dispositifs hybrides tridimensionnels complexes

L'étude des régimes d'émission du laser DFB hybride aussi bien que l'amélioration de ses performances, et de celles de l'amplificateur hybride tridimensionnel, font partie des perspectives à court et moyen terme de ce travail de thèse.

Or, il ne faut pas oublier que la motivation principale qui nous a poussé à réaliser le laser DFB hybride tridimensionnelle était d'ouvrir la route vers l'intégration de fonctions actives et passives, sur un substrat passif, pour réaliser des dispositifs optiques monolithiques complexes.

Ainsi, la principale perspective sur le long terme ouverte par ce travail c'est d'intégrer le laser DFB, et/ou l'amplificateur, hybride tridimensionnel sur le même substrat avec des fonctions optiques passives tels que des duplexeurs pompe/signal, des isolateurs et des modulateurs optiques. Cela rendra possible de réaliser sur un seul substrat des dispositifs compacts qui trouveront des applications aussi bien dans le secteur des télécommunications que des capteurs.

En particulier la figure 4.45, montre une possible réalisation d'un amplificateur optique issu de l'intégration de l'amplificateur hybride tridimensionnel avec le duplexeur vertical réalisé par Lydie Onestas [87].

Une fois réalisées les transitions à faible pertes entre la section active et celle d'interfaçage

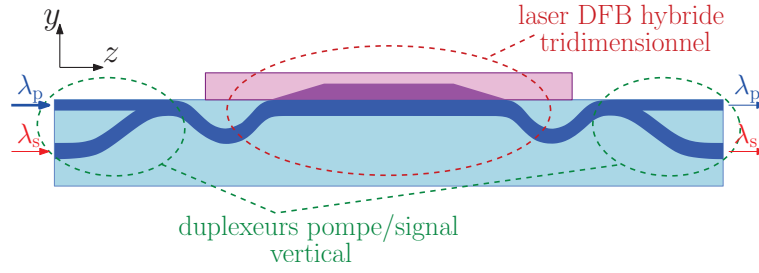


FIGURE 4.45 – Schéma d'un amplificateur hybride tridimensionnel intégrant les fonctions de multiplexage/démultiplexage des longueurs d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p .

dans l'architectures tridimensionnelle hybride, ce type de composant pourra vraisemblablement être réalisé. En effet, le processus de fabrication du guide canal sélectivement enterré du laser DFB hybride reprend celui du duplexer vertical pour garantir une compatibilité directe entre les deux composants.

La figure 4.46, montre l'architecture fonctionnelle du système LiDAR employé dans le projet DANIELA. En particulier, elle met en évidence les fonctions optiques que l'on peut désormais envisager de réaliser sur un seul substrat passif, la faisabilité de sources et amplificateurs hybrides tridimensionnels ayant été ici démontrée. Cet ensemble de fonctions comprend la source laser, l'étage de pré-amplification, le démultiplexeur, le séparateur et l'interféromètre. De plus, les récentes avancées concernant la réalisation d'un isolateur en optique intégrée sur

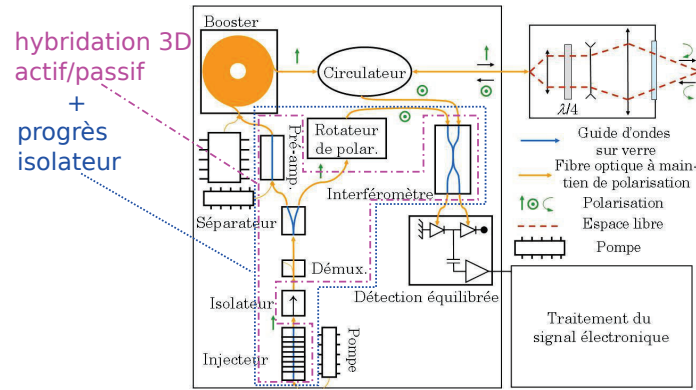


FIGURE 4.46 – Architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA. En trait discontinu (—) on met en évidence les fonctions optiques qui peuvent être intégrées sur un seul substrat grâce à l'hybridation tridimensionnelle. Le trait pointillé regroupe (···) les fonctions qui on peut espérer intégrer suite au progrès faits sur la réalisation d'un isolateur en optique intégrée sur verre.

verre [98, 107] permettront une intégration prochaine, sur le même substrat passif, de cette fonction et du rotateur de polarisation.

Enfin, le champ des applications possibles de l'architecture hybride tridimensionnelle proposée est très vaste car elle permet notamment une ouverture vers d'autres matériaux. Par exemple, la substitution du superstrat actif IOG1 par un matériau semi-conducteurs permet-

trait l'intégration de sources laser hybrides pompés électriquement (avec des semi-conducteurs à gap direct) [166], ou bien de détecteurs.

4.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré expérimentalement la faisabilité d'un laser DFB hybride tridimensionnel. Plus précisément, nous avons d'abord validé théoriquement que cette source pouvait être obtenue en intégrant, par gravure sèche du substrat, un réseau de Bragg dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel réalisé au chapitre précédent. Les outils numériques employés pour démontrer cela ont aussi été utilisés pour déterminer une fourchette des profondeurs admises pour la gravure du réseau de Bragg. Nous avons donc décrit les étapes de fabrication nécessaires à la réalisation d'un laser DFB hybride tridimensionnel et nous sommes passés ensuite à sa caractérisation.

Les caractérisations passives ont témoigné des bonnes qualités optiques du composant et celles actives ont démontré que les guides du dispositif, définis par une largeur de fenêtre d'échange w comprise entre 1,5 μm et 3 μm , présentent une émission laser monomode à $\lambda_s \approx 1534 \text{ nm}$. En particulier, le laser DFB tridimensionnel hybride plus performant s'est révélé être basé sur une jonction Y définie par une fenêtre d'échange $w = 2 \mu\text{m}$. Ce laser est caractérisé par une puissance de signal maximale, émise depuis son bras commun, de $(419 \pm 22) \mu\text{W}$ pour une puissance de pompe livrée en bout de la fibre d'injection $P_{p,bf} = (390 \pm 20) \text{ mW}$. La puissance de seuil nécessaire à déclencher l'émission laser dans cette structure s'atteste à $P_{p,bf} = (110 \pm 6) \text{ mW}$, lorsque sa largeur de raie est inférieure ou égale à 100 MHz.

Lors de la caractérisation temporelle des lasers réalisés, nous avons observé que tous présentent une émission impulsionnelle. On s'est donc intéressé aux pulses émis par le bras commun du laser défini par la jonction Y qui, pour $P_{p,bf} = (390 \pm 20) \text{ mW}$, sont caractérisés par une fréquence de répétition de $(616 \pm 15) \text{ kHz}$, une durée de $(110 \pm 12) \text{ ns}$ et une puissance crête de $(6,1 \pm 1,9) \text{ mW}$.

Compte tenu du régime d'émission impulsionnel des lasers réalisés, nous avons indiqué comme première perspective de nos travaux la compréhension et la maîtrise de leur comportement temporel. Cela sera fondamental pour le futur emploi de ces sources. De plus, nous avons avancé des hypothèses sur les possibles causes de leur émission pulsée.

Ensuite, nous avons suggéré des solutions pour réduire les pertes entre la section active et celles d'interfaçage dans l'architecture des lasers et des amplificateurs hybrides tridimensionnels, afin d'améliorer les performances des dispositifs réalisés dans ces travaux de thèse. Pour ce qui concerne le laser DFB hybride tridimensionnel nous avons de plus proposé d'implémenter un saut de phase distribué dans la cavité de manière à augmenter la puissance émise par sa section active.

Enfin, nous avons montré comment la démonstration de la faisabilité du laser DFB hybride tridimensionnel a ouvert les portes à la réalisation de circuits optiques complexes où des

fonctions actives et passives sont implémentées sur le même substrat passif. De plus, nous avons envisagé d'employer l'architecture hybride tridimensionnelle pour hybrider sur substrat de verre des autres matériaux, notamment des semi-conducteurs. Cela permettra ainsi intégrer, dans les circuits intégrés optiques réalisés par échange d'ions sur substrat de verre, des sources laser pompées électriquement aussi bien que des détecteurs.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons détaillé nos travaux concernant l'étude et la réalisation d'une source laser DFB hybride tridimensionnelle, fabriquée sur substrat de verre par échange d'ions Ag^+/Na^+ et adhésion moléculaire. Cette source monomode est pompée optiquement à la longueur d'onde de 976 nm et émet un signal laser à 1534 nm. Elle est composée d'un guide canal sélectivement enterré, réalisé par échange d'ions Ag^+/Na^+ , dans un substrat de verre passif et chargé par un guide plan fabriqué, par le même type d'échange, à la surface d'un superstrat de verre actif codopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Le guide canal confine la lumière alors que le guide plan garantit son interaction avec le superstrat actif, essentielle pour obtenir du gain optique et donc l'émission laser dans le dispositif. La rétroaction, indispensable avec le gain optique pour déclencher l'émission laser, est fournie par un réseau de Bragg gravé à la surface du substrat passif, perpendiculairement au guide canal.

Le premier chapitre a fixé les objectifs de l'étude. En partant des origines des circuits intégrés optiques, il a montré que la tendance actuelle est de développer des plateformes technologiques qui permettent de réaliser l'ensemble des fonctions optiques sur un seul substrat. On s'est donc concentré sur deux avancées majeures faites dans ce sens en optique intégrée sur verre : la fabrication d'un amplificateur hybride, par Florent Gardillou [94], et d'un duplexeur pompe/signal tridimensionnel, par Lydie Onestas [87]. Le premier a été réalisé par adhésion moléculaire d'un guide canal, défini à la surface d'un substrat passif, avec un verre phosphate codopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$, aminci mécaniquement après son report pour garantir le guidage de la structure. Le deuxième emploie l'intégration tridimensionnelle pour réaliser efficacement, et en minimisant la surface occupée, le multiplexage des longueurs d'onde de pompe, 976 nm, et de signal, 1534 nm. Nous avons ainsi montré que l'union de ces deux approches permet de répondre aux besoins de compacité et robustesse des systèmes de télécommunications optiques et de certains capteurs optiques, comme le système d'injection d'un anémomètre LiDAR. Ce dernier, en particulier, ne nécessite pas seulement d'intégrer des fonctions d'amplification sur le substrat passif, mais aussi la source laser. Ainsi, on s'est posé comme objectif la fabrication d'un laser DFB hybride tridimensionnel. De plus, nous avons choisi de réaliser ce dispositif en évitant l'amincissement du verre actif, employé par Florent Gardillou, car il reste une étape technologique délicate. Pour cette raison, nous nous sommes posés comme objectif ultérieur d'assurer l'interaction de la lumière avec le verre actif, dans le laser DFB hybride tridimen-

sionnel, à l'aide du guide plan fabriqué, par échange d'ions Ag^+/Na^+ , dans le superstrat actif.

Le deuxième chapitre a présenté l'étude électromagnétique menée pour garantir le guidage de la lumière et la présence de gain optique, à la longueur d'onde de signal, dans le laser DFB hybride tridimensionnel. Pour cela, dans un premier temps, le réseau de Bragg et la rétroaction optique du laser ont été laissés de côté afin de se concentrer sur le guidage dans un amplificateur hybride tridimensionnel. Après un rappel des principes de la propagation guidée de la lumière et de la théorie de l'échange d'ions, nous sommes passés au dimensionnement de cet amplificateur hybride tridimensionnel. D'abord, son architecture a été divisée en trois sections : une active et deux d'interfaçage. Dans la section active, le guide canal sélectivement enterré, fabriqué dans le substrat passif, effleure l'interface avec le verre actif et la lumière interagit avec ce dernier, grâce au guide plan défini dans le superstrat. Dans les sections d'interfaçage la lumière est confinée dans le guide sélectivement enterré et remonte depuis la profondeur du substrat à l'interface entre les deux verres ou fait le chemin inverse. Afin d'assurer la présence de gain optique dans la section active de l'amplificateur hybride nous avons établi une condition d'interaction, entre les modes guidés et le superstrat actif, inspirée aux conditions de guidage dans amplificateur hybride réalisé par Florent Gardillou. Nous avons d'abord validé, par simulation électromagnétique, que un guide plan réalisé par échange d'ions dans le verre actif, et reporté sur un guide canal défini à la surface d'un substrat passif, permettait d'obtenir un guide amplificateur hybride. Ensuite, nous avons simulé le guidage dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel. Nous avons ainsi montré qu'il est possible, dans ce type d'amplificateur, d'atteindre une bonne interaction entre les modes guidés et le superstrat lorsque le guide canal sélectivement enterré présente les mêmes paramètres d'échange employés par Lydie Onestas dans la réalisation du duplexeur tridimensionnel [87]. Nous avons donc choisi ces paramètres d'échange pour l'architecture hybride tridimensionnelle. Ceci permet de garantir une compatibilité technologique directe entre les dispositifs hybrides tridimensionnels et les fonctions tridimensionnelles passives déjà fabriquées.

L'étude de la section d'interfaçage a mis en évidence que, pour préserver le guidage à la longueur d'onde de signal dans le dispositif, il est nécessaire de limiter l'extension du guide plan dans le superstrat. En effet, il doit être localisé dans la région où le guide canal sélectivement enterré effleure l'interface entre les verres actif et passif. Cependant, la limitation de l'extension du guide plan donne lieu à de pertes de couplage, à chaque passage de la section d'interfaçage à celle active et vice-versa. Néanmoins, nous avons montré que la réalisation de transitions aux bords du guide plan permet de réduire ce type de pertes.

Le troisième chapitre a été dédié à la validation expérimentale de l'architecture de l'amplificateur hybride tridimensionnel conçue au chapitre 2. Les principes de l'amplification dans un milieu codopé $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ ont été repris pour modéliser le gain des guides amplificateurs hybrides. Ce modèle a été ensuite employé pour vérifier la présence de gain optique dans le guide amplificateur hybride constitué d'un guide canal de surface, défini dans le substrat passif, et chargé par un guide plan, réalisé dans le superstrat actif. Un coefficient de gain supérieur à

4 dB/cm a ainsi été calculé pour une puissance de pompe de 200 mW et des pertes de propagation respectivement de 1 dB/cm et 0,5 dB/cm à la longueur d'onde de pompe et de signal. Ce guide a alors été fabriqué et caractérisé pour valider la faisabilité d'une structure amplificatrice hybride basée sur l'emploi d'un guide plan réalisé par échange d'ions dans le verre actif. Les pertes de propagation atteignent une valeur maximale de $(1,2 \pm 0,7)$ dB/cm à la longueur d'onde de pompe et sont inférieures ou égales à l'incertitude de la mesure (0,7 dB/cm) à celle de signal. Le coefficient de gain linéique monte à $(1,7 \pm 1,1)$ dB/cm, dans les guides caractérisés par une largeur de la fenêtre d'échange de 2 μm et 6 μm , lorsque la diode de pompe délivre une puissance de (220 ± 10) mW en bout de la fibre d'injection. Cette valeur du coefficient de gain valide l'emploi d'un guide plan réalisé dans le superstrat par échange Ag^+/Na^+ pour fabriquer des guides amplificateurs hybrides. Néanmoins, le coefficient de gain extrait est inférieur à celui prévu par nos modèles théoriques qui permettent d'obtenir les tendances du comportement de l'architecture hybride, mais n'arrivent pas à le prévoir avec exactitude. En ayant constaté cela, nous avons jugé prématurée la réalisation d'un amplificateur hybride tridimensionnel où des transitions sont réalisées aux bords du guide plan dans le superstrat. Nous avons alors décidé de fabriquer un amplificateur hybride où le guide plan ne présente pas ces transitions. Le guide plan a ainsi été redimensionné de manière à diminuer les pertes de couplage entre les sections d'interfaçage et celle active, tout en garantissant la possibilité d'obtenir du gain optique dans cette dernière. Les guides sélectivement enterrés ont été caractérisés avant le report du superstrat actif, afin de déterminer si leurs propriétés électromagnétiques étaient compatibles avec la fabrication d'un amplificateur hybride. Comme nous avons mesuré des pertes de propagations maximales de $(0,72 \pm 0,23)$ dB/cm à la longueur d'onde de pompe et inférieures à 0,23 dB/cm (l'incertitude de la mesure) à la longueur d'onde de signal, nous avons procédé au report du superstrat. Lors des caractérisations de l'amplificateur hybride tridimensionnel un gain linéique de $(1,30 \pm 1,05)$ dB/cm a été mesuré dans la section active du guide ayant une fenêtre d'échange de 2 μm . Ce résultat, atteint avec une puissance de pompe de (290 ± 15) mW, démontre expérimentalement la possibilité d'obtenir du gain optique dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel. En conséquence, il nous a permis d'envisager la réalisation d'une source laser.

Le quatrième chapitre a décrit la fabrication et caractérisation du laser DFB hybride tridimensionnel. Ce dernier est obtenu en intégrant un réseau de Bragg dans la section active de l'architecture de l'amplificateur hybride tridimensionnel, validée expérimentalement au chapitre 3. D'abord, le comportement théorique de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel a été modélisé en employant la théorie des modes couplés. Ce modèle nous a permis de valider théoriquement le fonctionnement du laser et d'obtenir un premier dimensionnement des paramètres nécessaires à la fabrication du réseau de Bragg, notamment la profondeur de ce dernier. Les guides de Bragg sélectivement enterrés fabriqués dans le substrat passif ont été caractérisés pour s'assurer que l'inscription du réseau de Bragg n'introduise pas des pertes en excès à la longueur d'onde de signal. Après avoir mesuré des pertes de propagation maximales de $(0,24 \pm 0,24)$ dB/cm à la longueur d'onde de 1550 nm, nous avons procédé à la fabrication

du laser DFB tridimensionnel. Nous avons ainsi reporté sur les guides de Bragg le même substrat déjà employé pour l'amplificateur hybride tridimensionnel. Les caractérisations des guides lasers DFB hybrides tridimensionnels ont montré que ceux réalisés avec des fenêtres d'échange allant de $1,5\text{ }\mu\text{m}$ à $3\text{ }\mu\text{m}$ présentent une émission laser monomode autour de 1534 nm . Or, le laser DFB hybride tridimensionnel le plus performant a été obtenu avec une jonction Y sélectivement enterrée, réalisée avec une fenêtre d'échange de $2\text{ }\mu\text{m}$. Ce laser émet depuis son bras commun une puissance de signal de $(419 \pm 22)\text{ }\mu\text{W}$, pour une puissance de pompe de $(390 \pm 20)\text{ mW}$, alors que son seuil est atteint lorsque cette dernière vaut $(110 \pm 6)\text{ mW}$. Ces résultats valident expérimentalement la faisabilité de sources lasers hybrides tridimensionnelles monomodes. En conséquence, ils démontrent la compatibilité de l'hybridation verticale et de l'intégration tridimensionnelle pour la fabrication de fonctions actives (amplificateur ou laser) sur un substrat passif, ce qui était l'objectif de ces travaux de thèse. Le laser DFB hybride tridimensionnel fabriqué, par l'union de ces deux approches, ouvre ainsi la route vers l'emploi du substrat de verre comme une plateforme technologique pour réaliser des fonctions optiques complexes.

Les caractérisations temporelles ont montré que toutes les sources réalisées émettent en régime impulsionnel. En particulier, pour la jonction Y nous avons mesuré, pour une puissance de pompe de $(390 \pm 20)\text{ mW}$, des impulsions ayant une durée de $(110 \pm 12)\text{ ns}$, une fréquence de répétition de $(616 \pm 15)\text{ kHz}$ et une puissance crête de $(6,1 \pm 1,9)\text{ mW}$. Ce régime d'émission, pourra éventuellement être exploité pour réaliser des sources lasers pulsées, ce qui nous permet d'envisager des nouvelles applications pour l'architecture hybride tridimensionnelle.

Des suggestions pour comprendre la dynamique de l'émission des sources fabriquées ont été proposées, et une étude plus approfondie est envisagée comme perspective à court terme de ces travaux. D'autres perspectives visent à améliorer les performances des amplificateurs et des lasers hybrides en réalisant des transitions dans le guide plan, qui permettent de diminuer les pertes de couplage entre les sections d'interfaçage et celle active. Finalement, sur le long terme, nous envisageons d'intégrer sur le même substrat le laser et l'amplificateur hybride tridimensionnel avec d'autres fonctions optiques passives afin de fabriquer des circuits optiques complexes. De plus, il est possible d'employer l'hybridation verticale et l'intégration tridimensionnelle pour hybrider d'autres matériaux. Notamment l'hybridation avec des semi-conducteurs pourrait permettre d'intégrer dans les circuits optiques réalisés par échange d'ions des sources lasers pompées électriquement aussi bien que des détecteurs.

Table des figures

1.1	(a) Le transistor bipolaire à contact de Bardeen et Brattain. (b) Schéma du premier circuit intégré de J. S. Kilby d'après [10]. (c) Schéma du circuit intégré planaire breveté par R. N. Noyce d'après [12].	7
1.2	(a) Schéma d'un guide d'onde réalisé à partir d'un substrat d'indice de réfraction n_1 (b), d'un laser pompé électriquement (c), et d'un modulateur électrooptique proposés par Miller d'après [1].	8
1.3	Architecture générale d'un système DWDM.	9
1.4	(a) Réseau de Bragg. Configuration laser DBR (b) et DFB (c).	10
1.5	Isolateur optique utilisant l'effet Faraday (a) et isolateur optique monolithique basé sur le déphasage non réciproque (b) d'après [23] et [25].	10
1.6	Vue du dessus (a) et en coupe (b) d'une architecture de modulateur réalisée en niobate de lithium, d'après [32].	11
1.7	Schéma de principe d'un PHASAR (a) et gros plan sur la région de propagation libre de sortie (b), d'après [47].	12
1.8	Schéma d'un interféromètre à deux télescopes (a) B est la distance entre les télescopes et D est leur diamètre.(b) Exemple d'un interférogramme qui peut être obtenu suite à la recombinaison de la lumière provenant des deux télescopes. D'après [52].	14
1.9	(a) Système optique AMBER utilisé pour la recombinaison des trois faisceaux au VLTI opérant aux longueurs d'onde comprises entre 1,1 μm et 2,4 μm , d'après [53]. Les parties du banc optique dédiées au transport et mélange des longueurs d'onde en bande J, H et K sont mises en évidence en rouge, vert et bleu. (b) Circuit intégré optique en silice sur silicium, opérant en bande H, utilisé pour recombinaison des signaux provenant de trois télescopes au IOTA, d'après [52].	14
1.10	Capteur optofluidique réalisé sur substrat de silicium oxydé (a), d'après [55]. La région de « fenêtre » où les guides interagissent avec la solution est clairement visible sur le dispositif. Sa structure en coupe est représentée en (b).	15
1.11	Différentes typologies de guides sur substrat de silicium oxydé : guide ruban (a), guide en arête (b) et guide à fente (c).	16
1.12	Schéma d'un modulateur (a) exploitant une jonction <i>pin</i> en configuration Mach-Zender et (b) d'un détecteur Ge en interaction évanescente avec le mode guidé, réalisés sur substrat SOI, d'après [64] et [66].	18
1.13	Intégration du guide ruban en Si avec un guide en arête en alumine dopée Er^{3+} . Épanouisseur (a) et schéma d'un circuit intégré optique qui hybride fonctions passives en Si et actives en alumine amorphe dopée Er^{3+} (b), d'après [69]. . . .	18
1.14	Schéma (a) et image obtenue avec un microscope électronique à balayage (b) du laser hybride, d'après [71].	19

1.15	Principe de l'échange d'ions entre les ions B^+ dans un sel nitrate fondu et les ions A^+ , modificateurs du réseau, d'un verre silicate.	21
1.16	Procédé général de fabrication de guides d'onde par échange d'ions sur substrat de verre.	23
1.17	Schéma du capteur opto-fluidique : (a) jonction Y, (b) canal micro-fluidique, (c) guide plan, (d) capteur CCD, (e) laser de « pompe », (f) laser de « sonde ». D'après [84].	24
1.18	Matrice de lasers en optique intégrée sur verre (a) et son spectre d'émission (b) d'après [85].	25
1.19	Schéma de l'amplificateur et diviseur 1 vers 8 produit par Teem Photonics, d'après [90].	26
1.20	Différents formats de verre hybride produit par Schott d'après [91]. Les deux régions du verre peuvent être facilement reconnues car la section dopée $Er^{3+}:Yb^{3+}$ est caractérisée par une couleur rose, en revanche la région contenant du lanthane est transparente.	26
1.21	(a) Schéma de l'amplificateur hybride vertical et (b) profil d'amplitude typique du champ électrique d'un mode guidé par la structure hybride, d'après [95]. . .	27
1.22	(a) Schéma de l'amplificateur hybride interfaçable avec une diode de pompe à ruban large et (b) sa possible utilisation dans un dispositif hybride implémentant des fonctions passives de multiplexage/démultiplexage [96].	28
1.23	Architecture possible d'un amplificateur hybride planaire intégrant les fonctions de multiplexage et démultiplexage des modes de pompe et de signal.	29
1.24	Schéma du duplexeur vertical (a) et sa réponse spectrale (b) d'après [87]. . .	29
1.25	Possible réalisation d'un amplificateur hybride 3D intégrant les fonctions de multiplexage et démultiplexage des modes de pompe et de signal, d'après [87]. .	30
1.26	Principe des anémomètres à plans parallèles (a) et à franges (b), d'après [100] et [99].	31
1.27	Exemple d'architecture d'anémomètre laser à référence mono-statique, d'après [101].	32
1.28	Réalisation du système d'injection dans le cadre du projet NESLIE (a) et architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA (b), d'après [106].	33
1.29	Hybridation d'une diode de pompe à ruban large à l'aide d'un convertisseur modal réalisé sur substrat de verre, d'après [106].	34
1.30	Proposition d'un laser DFB hybride tridimensionnel.	36
2.1	Guide plan à saut d'indice.	41
2.2	Exemple de profils des modes obtenus en résolvant les équations d'onde (2.1) dans un guide plan à saut d'indice, d'après [117].	42
2.3	Guide d'onde canal.	44
2.4	(a) Géométrie du coupleur en trois dimensions et sa représentation en deux dimensions (b) à l'aide de la méthode de l'indice effectif.	46
2.5	Schéma du processus d'échange d'ions.	47
2.6	(a) Profil d'indice d'un guide canal réalisé par un échange Ag^+/Na^+ à travers une ouverture de masque de $3\ \mu m$ avec les paramètres d'échange suivantes : $t_{ech} = 5\ min$, $T_{ech} = 330\ ^\circ C$, $c_{surf} = 1$. (b) Profil d'indice (a) suite à un processus d'enterrage de $90\ min$ à $T_{ent} = 260\ ^\circ C$ pour un champ appliqué $E_{ext,y}$ de $200\ kV/m$	49
2.7	Profils de champ du mode guidé à $\lambda = 1550\ nm$ par le guide de surface (a) et par le guide enterré (b) représentés en figure 2.6.	50
2.8	Schéma de l'enterrage sélectif.	51

2.9	Évolution de l'amplitude normalisée du champ électrique $E_{\text{ext},y}(z)$ pour un substrat de 1,5 mm d'épaisseur et une région masquée comprise entre -1 cm et 1 cm (zone en vert).	52
2.10	Représentation en coupe des deux architectures proposées pour la réalisation de l'amplificateur hybride tridimensionnel. En (a) le guide plan occupe toute la surface du superstrat alors que en (b) son extension est limitée.	53
2.11	Schéma de l'amplificateur hybride, réalisé par Florent Gardillou [94], basé sur un échange thallium et sur un guide plan obtenu par amincissement mécanique du verre actif IOG1.	55
2.12	Iso-contours du profil d'intensité $ \Psi(x,y) ^2$ d'un mode guidé par l'amplificateur hybride. L'aire mauve représente le superstrat actif.	56
2.13	Largeur $w_{1/e^2,x}$ du profil d'intensité normalisé représenté en figure 2.12.	57
2.14	Nouvelle architecture d'amplificateur hybride employant un guide plan défini dans le superstrat actif par un échange Ag^+/Na^+	57
2.15	Schéma du guide plan formée par le report du superstrat d'IOG1, ayant subi un échange Ag^+/Na^+ illimité à sa surface et reporté sur un substrat de GO14 vierge.	58
2.16	Évolution de l'indice effectif n_{eff} et de la modicité du guide plan en fonction du temps d'échange t_{ech} pour différents temps de trempe t_{trempe} à λ_p (a) et λ_s (b).	59
2.17	Évolution de l'indice effectif n_{eff} des modes guidés, à λ_p (a) et λ_s , par la structure hybride en fonction de la concentration de surface c_{surf} de l'échange dans le GO14 pour $T_{\text{ech}} = T_{\text{trempe}} = 330^\circ\text{C}$, $t_{\text{ech}} = 3 \text{ min}$ et $t_{\text{trempe}} = 1 \text{ min}$	60
2.18	Amplitude du champ électrique des modes guidés par la structure hybride à λ_s pour c_{surf} de 0,44 (a) et 0,90 (b) lorsque les autres paramètres d'échange sont $T_{\text{ech}} = T_{\text{trempe}} = 330^\circ\text{C}$, $t_{\text{ech}} = 3 \text{ min}$ et $t_{\text{trempe}} = 1 \text{ min}$	61
2.19	Évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ en fonction de c_{surf} pour λ_p et λ_s . L'aire bleue évidence la plage de valeurs de c_{surf} dans la quelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$. L'aire grisée souligne l'absence de mode guidé à λ_s pour $c_{\text{surf}} = 0,15$	61
2.20	Évolution du recouvrement Γ_{rec} des modes guidés à la longueur d'onde de pompe et de signal dans le superstrat actif en fonction de c_{surf} . L'aire bleue évidence la plage de valeurs de c_{surf} dans la quelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$. L'aire grisée souligne l'absence de mode guidé à λ_s pour $c_{\text{surf}} = 0,15$	62
2.21	(a) Carte du profil d'indice de réfraction, dans le GO14, du guide canal de l'amplificateur hybride dimensionné précédemment. (b) Profil du même guide après la procédure d'enterrage sélectif. (c) Profil du guide canal défini avec les mêmes paramètres d'échange thermique et d'enterrage du duplexeur verticale [87].	64
2.22	Évolution de Γ_{act} et $w_{1/e^2,x}$ des modes guidés dans la section active de l'amplificateur hybride en fonction de la durée t_{ech} de l'échange thermique dans le GO14. L'aire bleue montre la plage de valeurs de t_{ech} dans laquelle les modes guidés, à λ_p et λ_s , satisfont la condition $\Gamma_{\text{act}} > 70\%$. L'aire grisée indique l'absence de modes guidés supportés à λ_p et λ_s dans la section active de l'amplificateur hybride.	65
2.23	Représentation schématique des sections d'interfaçage à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur hybride tridimensionnel avec un guide plan d'extension non limitée.	66
2.24	Jonction Y asymétrique formé par le branchement de deux guides plans.	66
2.25	Jonction Y asymétrique en régime d'interféromètre à deux modes. La puissance P_{gcom} du mode fondamental (a), ou du mode 1 (b), du guide commun est répartie dans le guide inférieur et supérieur.	67

2.26	Comportement de la jonction Y asymétrique comme séparatrice modale, lorsque $n_{\text{eff,gsup}} > n_{\text{eff,ginf}}$: (a) mode fondamental, (b) mode d'ordre supérieur.	68
2.27	Représentation schématique de la section d'interfaçage d'entrée de l'amplificateur hybride avec un guide plan d'extension non limitée.	68
2.28	(a) Profondeur d'enterrage $p(z)$ (x) en fonction du profil du champ électrique $E_{\text{ext},y}(z)$ (--) pour un enterrage de 90 nm et une température T_{ent} de 260 °C. (b) Évolution de l'angle de branchement θ selon l'axe de propagation z dans la section d'interfaçage d'entrée de l'amplificateur hybride tridimensionnel. L'aire en vert clair indique la région masquée de l'échantillon.	69
2.29	Représentation bidimensionnelle équivalente de la section d'interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel ; $n_{\text{gc,eq}}$, $n_{\text{gp,eq}}$ et $n_{\text{hyb,eq}}$ indiquent respectivement les indices de réfractions équivalents du guide canal sélectivement enterré, du guide plan et du guide formé par leur superpositions dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel.	70
2.30	Simulation de propagation dans la section d'interfaçage d'entrée de l'amplificateur hybride tridimensionnel lorsque le guide sélectivement enterré est excité à λ_s	71
2.31	Représentation des sections interfaçage de l'amplificateur hybride tridimensionnel lorsque le guide plan dans l'IOG1 présente une extension limitée.	72
2.32	Zoom du profil d'indice du superstrat, à λ_p , en proximité de z_{e1} . La ligne blanche continue montre la position du masque lors de l'échange.	73
2.33	Profil d'amplitude des modes guidés à λ_p avant (a) et après (b) z_{e1}	74
2.34	Représentation de la section d'interfaçage avec un guide plan l'IOG1 d'extension limitée présentant une variation graduelle de son indice de réfraction.	74
2.35	Équivalent bidimensionnel de l'amplificateur hybride tridimensionnel employé pour évaluer les pertes de couplage entre la section d'interfaçage et celle active lorsque le guide plan, d'extension limitée, dans l'IOG1 présente une variation graduelle de son indice de réfraction.	75
2.36	Évolution des pertes de chaque transition en fonction de $L_{\text{transition}}$ pour à λ_p et λ_s	75
3.1	Schéma des interactions fondamentales photon-matière.	80
3.2	Schéma de pompage optique dans le cas d'un système atomique présentant trois niveaux énergétiques.	83
3.3	Représentation simplifiée des niveaux et transitions énergétiques des ions erbium et ytterbium intervenant dans l'amplification à $\lambda = 1534$ nm.	83
3.4	(a) Section efficace d'absorption proche de λ_p et (b) sections efficaces d'absorption et d'émission autour de λ_s pour les ions Er^{3+} dans le verre IOG1, d'après [128].	84
3.5	Schéma des principales transitions énergétiques d'un système $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$. Celles représentées avec un trait discontinu ne seront pas prises en compte dans la modélisation de l'IOG1.	85
3.6	(a) Exemple des distributions spatiales des flux des signal ϕ_s et de pompe ϕ_p dans un guide plan amplificateur. (b) Le flux de signal est amplifié seulement dans la région comprise entre $-x_t$ et x_t où a lieu l'inversion de population : $N_2 > N_1$	88
3.7	Schéma de l'amplificateur hybride formé par un guide canal fabriqué dans le GO14 chargé par un guide plan défini dans l'IOG1. Les deux guides sont réalisés avec un échange Ag^+/Na^+	90
3.8	Profils d'amplitude des modes guidés par l'amplificateur hybride à λ_p et λ_s employés pour les simulations de gain et calculés avec le logiciel OptiBPM. . .	91

3.9	Schéma des simulations de gain du guide amplificateur hybride, ici représenté en coupe selon le plan yz	91
3.10	Simulation de l'évolution du gain à λ_s en fonction de la puissance de pompe $P_p(0)$, en présence et en absence de pertes, dans l'amplificateur hybride avec un guide canal de surface.	92
3.11	Étapes principales du procédé de réalisation du guide amplificateur hybride. . .	93
3.12	Schéma du banc pour la mesure du profil d'intensité des modes guidés.	94
3.13	Profil d'intensité des modes guidés, à λ_p et λ_s , mesurés pour un guide présentant une fenêtre d'échange $w = 2 \mu\text{m}$ sur le banc schématisé dans la figure 3.12.	95
3.14	Largeur $w_{1/e^2,x}$ des modes guidés, à λ_p (a) et λ_s (b), pour différentes tailles w des fenêtres d'échange.	96
3.15	Banc de mesure de pertes d'insertion α_{ins}	97
3.16	Position du maximum d'intensité du mode guidé par rapport à l'interface GO14/IOG1.	100
3.17	Simulations de l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe $P_p(0)$, dans un guide amplificateur hybride défini par $w = 2,0 \mu\text{m}$, obtenues avec les profils des champs théoriques et mesurés lors des caractérisation passives. Les simulations avec les champs mesurés sont reportées pour différentes positions réciproques des modes de pompe et de signal par rapport à l'interface GO14/IOG1.	101
3.18	Schéma du banc de mesure du gain.	102
3.19	Mesures du gain net G^{net} en fonction de la puissance de pompe $P_{p,\text{bf}}$ pour les guides hybrides définis par w égale à $2,0 \mu\text{m}$ et $6,0 \mu\text{m}$	103
3.20	Mesures du gain net corrigé G^{cor} en fonction de la puissance de pompe $P_{p,\text{bf}}$ pour les guides hybrides définies par $w = 2,0 \mu\text{m}$ et $w = 6,0 \mu\text{m}$	104
3.21	Comparaison entre le gain net corrigé mesuré sur le guide amplificateur hybride avec $w = 2 \mu\text{m}$ et celui simulé avec les images des modes guidés obtenues sur le banc de mesure de profil d'intensité, avec $\Delta h_s = \Delta h_p = 1,5 \mu\text{m}$ et $\Delta h_s = \Delta h_p = 2,5 \mu\text{m}$	105
3.22	Profil du mode guidé à λ_p par le guide amplificateur caractérisé par $w = 2 \mu\text{m}$ et image en lumière blanche du guide plan en proximité de la fenêtre d'échange.	106
3.23	(a) Comparaison entre gain net corrigé mesuré et celui simulé utilisant les profils des modes guidés acquis pour guide amplificateur défini par $w = 2 \mu\text{m}$. (b) Coupe verticale du profil d'intensité normalisé des modes de pompe et de signal et leur positionnement par rapport à l'interface entre les deux verres pour $\Delta h_s = 2,0 \mu\text{m}$ et $\Delta h_p = 0 \mu\text{m}$; la surface mauve indique le superstrat actif.	107
3.24	Schéma de l'amplificateur hybride tridimensionnel conçu au chapitre 2.	108
3.25	Simulation des pertes de couplage α'_C pour une transition abrupte entre la section d'interfaçage et la section active à λ_p (a) et λ_s (b).	110
3.26	Simulation de l'évolution du recouvrement des mode à λ_p et λ_s en fonction de c_{surf}	110
3.27	(a) Calcul du gain dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel ici représentée en coupe selon le plan yz . (b) Simulation de l'évolution du gain théorique dans la section active de l'amplificateur hybride tridimensionnel présentant une longueur de $1,5 \text{ cm}$ et des pertes par propagation $\alpha_{L,p} = 1,0 \text{ dB/cm}$ et $\alpha_{L,s} = 0,5 \text{ dB/cm}$	111
3.28	Principales étapes technologiques pour la réalisation du guide canal sélectivement enterré dans le GO14.	112
3.29	(a) Échantillon préparé pour l'enterrage sélectif. (b) Schéma de l'appareillage d'enterrage.	113
3.30	Réalisation d'un guide plan de longueur L_{gp} sur le substrat d'IOG1.	114
3.31	Schéma du montage employé pour mesurer la profondeur d'enterrage des guides.	115

3.32	(a) Franges d'interférences et profil d'intensité, à $\lambda_s = 1534$ nm, du mode guidé par un guide sélectivement enterré avec une fenêtre d'échange $w = 2$ μm . (b) Profondeur des guides sélectivement enterrés en fonction de leur fenêtre de diffusion w . Les mesures ont été effectuées avec deux sources émettant à 1534 nm.	116
3.33	Modicité des guides sélectivement enterrés à λ_p et λ_s , en fonction de la taille w la fenêtre d'échange.	116
3.34	Profil d'intensité du mode guidé à λ_p (a) et λ_s (b) par le guide sélectivement enterré, obtenu avec une fenêtre d'échange $w = 2$ μm .	117
3.35	Mesure de pertes d'insertion α'_{ins} .	118
3.36	Schéma du banc d'analyse spectrale.	120
3.37	Réponse spectrale des guides obtenus avec une fenêtre d'échange w comprise entre de 1,5 μm et 2,5 μm .	120
3.38	Modicité des guides hybrides tridimensionnels à $\lambda'_p = 1059$ nm et $\lambda_s = 1534$ nm en fonction de la taille w de la fenêtre d'échange.	121
3.39	Comparaison des longueurs d'onde de coupure entre les guides hybrides tridimensionnels et les guides sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange $w = 1,5$ μm (a) et $w = 2,0$ μm (b).	122
3.40	Contribution aux pertes par insertion d'un guide sélectivement enterré (a), $\alpha_{\text{ins}} _{\text{gse}}$, et d'un guide hybride tridimensionnel (b), $\alpha_{\text{ins}} _{\text{gh3D}}$. Où α_F sont les pertes de Fresnel, α_C les pertes par couplage entre la fibre optique et le guide d'onde, α_L les pertes par propagation et α'_c les pertes de couplage dans le guide hybride tridimensionnel à chaque interface entre la région active et celle d'interfaçage.	123
3.41	Gain net des guides hybrides tridimensionnels avec des fenêtres d'échange comprises entre 1,5 μm et 2,5 μm .	125
3.42	Gain net corrigé des guides hybrides tridimensionnels avec des fenêtres d'échange comprises entre 1,5 μm et 2,5 μm .	126
4.1	Schéma d'un laser de type Fabry-Perot où le milieu actif est enfermé entre deux miroirs caractérisés par une réflectivité $R_2 < R_1 = 100\%$.	131
4.2	Représentation en coupe du laser DFB hybride tridimensionnel.	132
4.3	Architecture générale d'un guide plan de Bragg.	133
4.4	Exemple de couplage entre mode propagatif et contra-propagatif dans un guide d'onde de Bragg passif.	135
4.5	Evolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à $\lambda = \lambda_B$ le long du guide de Bragg, pour $ \kappa = 1$ cm^{-1} et $L = 1$ cm.	137
4.6	Transmission des guides d'onde de Bragg avec des différents longueurs L_r et coefficients de couplage $ \kappa $.	137
4.7	Évolution de $T(\Delta\beta L_r, g_c L_r)$ en décibels pour $ \kappa L_r = 1$ (a) et $ \kappa L_r = 4$ (b).	139
4.8	Distribution de la puissance des trois premiers modes laser dans le guide de Bragg amplificateur caractérisé par $ \kappa L_r = 1$ (a) et $ \kappa L_r = 4$ (b).	140
4.9	(a) Comportement d'un laser DFB réel pompé optiquement : $P_s^-(0, P_0(0))$ et $P_s^+(L_r, P_0(0))$. (b) Réécriture du problème en figure (a) avec le formalisme des modes couplés.	141
4.10	(a) Discrétisation du guide de Bragg amplificateur en N tranches de longueur Δz où le gain et l'atténuation sont constants. (b) i -eme tranche du guide.	142
4.11	Méthode de calcul de l'émission laser dans le guide de Bragg à gain variable.	143
4.12	Schéma de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.	143
4.13	Vision en coupe de la cellule élémentaire de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel.	145

4.14	(a) Carte d'indice de réfraction $n(x, y)$ au centre de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel : en $z = z_c = 0$ cm. (b) Distribution de l'indice effectif $n_{\text{eff},x}(y)$ calculée à partir de la carte d'indice reportée en (a) et employée pour évaluer les pertes à la pompe dans la section active du laser hybride tridimensionnel.	145
4.15	Évolution des pertes de diffraction α_d à λ_p dans la section active du laser hybride tridimensionnel.	146
4.16	Évolution du coefficient de couplage $ \kappa $ à $\lambda_B = 1534$ nm dans la section active du laser DFB hybride tridimensionnel, en fonction de la profondeur p_r du réseau de Bragg.	147
4.17	Simulation de la puissance $P_s^-(z_{e1})$, en mW, émise par les modes 0 (a) et 1 (b), depuis l'entrée de la section active du laser DFB hybride tridimensionnel en fonction de la profondeur du réseau p_r et de la puissance de pompe $P_p(z_{e1})$. . .	147
4.18	Procédé de fabrication du réseau de Bragg à la surface du substrat passif. . . .	149
4.19	Schéma du banc d'inscription holographique des réseaux de Bragg dans la résine.	150
4.20	Schéma du banc de mesure du pas Λ du réseau de Bragg.	151
4.21	(a) Image AFM, $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, de six périodes du réseau de Bragg inscrit à la surface du GO14 avec un temps de gravure du verre de 4 min. (b) Vision en coupe du profil du réseau.	152
4.22	Réponse spectrale des guides de Bragg sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange w de $1,5 \mu\text{m}$, $2,0 \mu\text{m}$ et $2,5 \mu\text{m}$	154
4.23	Schéma du montage optique employé pour la mesure de la réponse spectrale du guide autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B	155
4.24	Transmissions des guides d'onde de Bragg sélectivement enterrés définis par des fenêtres d'échange w de $2,0 \mu\text{m}$ (a) et $2,5 \mu\text{m}$ (b).	155
4.25	Comparaison de la transmission d'un guide du laser DFB hybride tridimensionnel défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$ avec celle d'un guide de Bragg sélectivement enterré avant le collage du superstrat.	157
4.26	Spectre de transmission mesuré pour un guide du laser DFB hybride tridimensionnel caractérisé par une fenêtre d'échange w de $2,0 \mu\text{m}$. L'encart reprend la vue en coupe du laser DFB hybride tridimensionnel et localise les longueurs d'onde λ_B et λ'_B le long du guide.	158
4.27	Montage employé pour les mesures du spectre optique et de la puissance émise par le laser DFB hybride tridimensionnel.	159
4.28	(a) Raie d'émission du laser obtenu avec une fenêtre d'échange de $1,5 \mu\text{m}$. (b) Apparition d'une deuxième raie dans le spectre d'émission du même guide lors des variations de la puissance de pompe $P_{p,bf}$	160
4.29	Superposition du spectre d'émission du laser défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$, déjà présenté en figure 4.28(b), sur le spectre de transmission du guide. Les unités de mesure sur les axes des ordonnées sont arbitraires aussi bien que la position verticale des courbes.	161
4.30	Spectres d'émission normalisés des lasers DFB hybrides tridimensionnels issus des guides définis par des fenêtres d'échange w comprises entre de $1,5 \mu\text{m}$ à $3 \mu\text{m}$. Ces spectres ont été acquis avec une résolution de l'analyseur de spectre optique de $0,07$ nm.	161
4.31	Puissance émise en sens propagatif (o) et contra-propagatif (x) par le guide laser DFB hybride tridimensionnel défini par $w = 1,5 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$, livrée à la sortie de la fibre d'injection/collection.	162
4.32	Évolution de la puissance émise, en direction contra-propagative, par le bras commun de la jonction Y en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$. Le spectre d'émission du laser est présenté dans l'encart de la figure.	163

4.33	(a) Spectre d'émission monomode du laser DFB hybride tridimensionnel défini par la jonction Y mesuré avec l'étalon Fabry-Perot. (b) Mesure de la largeur spectrale de la raie laser.	164
4.34	Montage employé pour étudier le l'évolution temporelle de la puissance émise par le laser.	165
4.35	(a) Évolution temporelle de la puissance émise depuis le laser défini par la jonction Y, pour une puissance de pompe en bout de la fibre d'injection/collection de (390 ± 20) mW.(b) Détail d'un pulse émis par le laser.	165
4.36	Évolution, en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$, de la fréquence de répétition et de la largeur des pulses émis par le laser DFB hybride tridimensionnel défini par la jonction Y.	166
4.37	Évolution de la puissance crête des impulsions émises par le bras commun de la jonction Y, en fonction de la puissance de pompe $P_{p,bf}$ livrée à la sortie de la fibre d'injection/collection.	167
4.38	Schema du laser DBR réalisé sur IOG1 par Madasamy <i>et al.</i> , d'après [159], et du laser fabriqué DFB fabriqué par Blaize <i>et al.</i> , d'après [85].	169
4.39	Vue en coupe de l'architecture du laser DFB hybride tridimensionnel avec des transitions aux bords du guide plan.	171
4.40	Schéma de la transition du guide plan réalisé à l'aide d'un guide segmenté. . . .	171
4.41	(a) Schéma de principe d'un échange sous champ permettant d'implémenter un guide plan d'épaisseur variable dans le verre actif. (b) Vue en coupe d'un laser DFB hybride tridimensionnel où les transitions du guide plan ont été réalisées avec le procédé illustré en (a).	172
4.42	Vision en coupe d'un laser DFB hybride tridimensionnel où le guidage du dispositif est garanti par un changement des propriétés optiques du guide canal sélectivement enterré. La couleur verte foncée dans certaines régions du guide canal est donc à entendre comme un augmentation de l'indice effectif des mode guidés.	172
4.43	Schéma de principe de l'évolution, selon l'axe de propagation z , de largeur w de fenêtre d'échange du guide canal.	173
4.44	Schéma d'un laser DFB, avec saut de phase distribué, en optique interée sur verre, d'après [89]	174
4.45	Schéma d'un amplificateur hybride tridimensionnel intégrant les fonctions de multiplexage/démultiplexage des longueurs d'onde de signal λ_s et de pompe λ_p . . .	175
4.46	Architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA. En trait discontinu (---) on met en évidence les fonctions optiques qui peuvent être intégrées sur un seul substrat grâce à l'hybridation tridimensionnelle. Le trait pointillé regroupe (...) les fonctions qui on peut esperer intégrer suite au progrès faits sur la réalisation d'un isolateur en optique intégrée sur verre. . . .	175

Liste des tableaux

2.1	Indices de réfraction n_{sub} des verres GO14 et IOG1, à 980 nm et à 1534 nm, et variation d'indice maximale Δn_{max} qui peut être obtenue par l'échange Ag^+/Na^+ .	48
2.2	Indices effectifs des modes guidés par le guide plan et le guide canal enterré à 20,24 μm pour les longueurs d'onde de pompe λ_p et de signal λ_s .	69
2.3	Récapitulatif des indices effectif des modes guidés dans la structure hybride tridimensionnelle $n_{\text{eff},3\text{D}}$, des indices équivalents n_{eq} utilisés dans la structure bidimensionnelle lors des simulations de propagation et des indices effectif $n_{\text{eff},2\text{D}}$ qui en résultent.	71
2.4	Récapitulatif des indices effectifs des modes guidés dans la structure hybride tridimensionnelle $n_{\text{eff},3\text{D}}$ et des indices équivalents n_{eq} utilisés dans la structure bidimensionnelle lors des simulations de propagation. La ligne $n_{\text{eff},2\text{D}}$ indique les valeurs de l'indice effectif obtenues dans la structure bidimensionnelle équivalente.	75
3.1	Parametres utilisés pour la modélisation de l'amplificateur hybride.	87
3.2	Pertes d'insertion α_{ins} du guide amplificateur hybride mesurées à λ'_p et λ'_s .	98
3.3	Largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité de la fibre HI1060 en fonction de la longueur d'onde.	99
3.4	Pertes de couplage α_c du guide amplificateur hybride à λ_p , λ'_p , λ'_s et λ_s évaluées à partir des profils d'intensité imagés sur le banc de la figure 3.12.	99
3.5	Pertes de propagation α_L du guide amplificateur hybride à λ'_p et λ'_s .	99
3.6	Largeur $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ des modes guidés à (a) λ_p par les guides définis par $0,5 \mu\text{m} \leq w \leq 2,0 \mu\text{m}$ et (b) à λ_s par les guides avec $2,0 \mu\text{m} \leq w \leq 4,0 \mu\text{m}$.	117
3.7	Récapitulatif des pertes d'insertion α_{ins} , α'_{ins} , de couplage α_C et de propagation α_L mesurées à λ_p et λ_s pour des guides caractérisés par $1,5 \mu\text{m} < w < 3,0 \mu\text{m}$.	119
3.8	Pertes des guides hybrides tridimensionnels pour différentes fenêtres d'échange w à λ'_p et λ'_s .	123
3.9	Pertes de couplage α'_C des guides hybrides tridimensionnels à λ_p et λ_s .	124
4.1	Récapitulatif des paramètres de la section active du laser hybride tridimensionnel.	148
4.2	Largeur $w_{1/e^2,x}$ et $w_{1/e^2,y}$ (a) des modes guidés par les guides de Bragg sélectivement enterrés à λ_p , pour des fenêtres d'échange w comprises entre $0,5 \mu\text{m}$ et $2,0 \mu\text{m}$, et (b) à λ_s , pour $2,0 \mu\text{m} \leq w \leq 4,0 \mu\text{m}$.	153
4.3	Profondeur d'enterrage des guides de Bragg sélectivement enterrés mesurée à $\lambda_s = 1534 \text{ nm}$.	153
4.4	Pertes des guides de Bragg sélectivement enterrés pour différentes fenêtres d'échange w à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.	156

Glossaire

Acronymes

ADI	Alternating Direction Implicit
AFM	Atomic Force Microscope
AMBER	Astronomical Multi-BEam combineR
AWG	Arrayed Waveguide Grating
BPM	Beam Propagation Method
CCD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DANIELA	Demonstration of ANemometry InstrumEnt based on LAsEr
DFB	Distributed FeedBack
DBR	Distributed Bragg Grating
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
EDWA	Erbium Doped Waveguide Amplifier
FTTH	Fiber To The Home
IOTA	Infrared Optical Telescopic Array
ISL	Intervalle Spectral Libre
ITU	International Telecommunication Union
LiDAR	Light Detection And Ranging
MOS	Metal Oxide Semiconductor
NESLIE	NEw Standby Lidar InstrumEnt
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PHASAR	PHASed ARray
RIE	Reactive Ion Etching
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SOI	Silicon On Insulator
UV	UltraViolet
VLTI	Very Large Telescope Interferometer
WDM	Wavelength Division Multiplexing
YIG	Yttrium Iron Granet

Symboles grecs

Symbole	Signification
α_C	pertes de couplage entre la fibre optique et le guide d'onde
$\alpha_{C,p}$	pertes de couplage entre la fibre optique et le guide d'onde à la longueur d'onde de pompe λ_p

$\alpha_{C,s}$	pertes de couplage entre la fibre optique et le guide d'onde à la longueur d'onde de signal λ_s
α'_C	pertes de couplage entre la section d'interfaçage et la section active de l'amplificateur et/ou du laser DFB hybride tridimensionnel
α_d	pertes de diffraction dans un guide d'onde de Bragg
α_F	pertes de Fresnel
α_L	pertes de propagation linéiques
$\alpha_L _{gh3D}$	pertes de propagation linéiques du guide amplificateur hybride tridimensionnel
$\alpha_L _{gse}$	pertes de propagation linéiques du guide sélectivement enterré
$\alpha_{L,p}$	pertes de propagation linéiques à λ_p
$\alpha_{L,s}$	pertes de propagation linéiques à λ_s
α_{ins}	pertes d'insertion fibre/échantillon/fibre
α_{ins}	pertes d'insertion fibre/échantillon/fibre
$\alpha_{ins} _{gh3D}$	pertes d'insertion fibre/échantillon/fibre du guide amplificateur hybride tridimensionnel
$\alpha_{ins} _{gse}$	pertes d'insertion fibre/échantillon/fibre du guide sélectivement enterré
α'_{ins}	pertes d'insertion fibre/échantillon/objectif
α_p	coefficient d'absorption locale à λ_p
α_{st}	coefficient de Stewart
β	constante de propagation
β_g	constante de propagation d'un mode guidé dans un guide d'onde de Bragg
Γ_{act}	pourcentage de l'intensité du mode guidé dans le superstrat actif
Γ_{rec}	recouvrement de l'intensité du mode de pompe et de signal dans le superstrat actif
γ	gain linéique du milieu
γ_s	coefficient de gain locale à λ_s
ε	permittivité diélectrique
ε_0	permittivité diélectrique du vide
θ	angle de branchement de la jonction Y asymétrique
θ_c	angle de branchement critique de la jonction Y asymétrique
θ_{max}	valeur maximale de l'angle de branchement de la jonction Y asymétrique
κ	coefficient de couplage entre le mode propagatif et contra-propagatif dans le guide de Bragg
Λ	période du réseau de Bragg
λ	longueur d'onde dans le vide
λ_c	longueur d'onde de coupure du guide d'onde
λ_p	longueur d'onde de pompe pour l'erbium et l'ytterbium
λ'_p	longueur d'onde de pompe auxiliaire : 1059 nm
λ_s	longueur d'onde de signal pour l'erbium
λ'_s	longueur d'onde de signal auxiliaire : 1310 nm
μ_0	perméabilité magnétique du vide
ν	fréquence
$\Delta\nu_{FWHM}$	largeur à mi-hauteur du spectre d'émission
ρ	densité de charge
σ	section efficace
$\sigma_{abs,p}^{Er}$	section efficace d'absorption des ions Er^{3+} à λ_p

$\sigma_{\text{abs},s}^{\text{Er}}$	section efficace d'absorption des ions Er^{3+} à λ_s
$\sigma_{\text{st},p}^{\text{Er}}$	section efficace d'émission stimulée des ions Er^{3+} à λ_p
$\sigma_{\text{st},s}^{\text{Er}}$	section efficace d'émission stimulée des ions Er^{3+} à λ_s
$\sigma_{\text{abs},p}^{\text{Yb}}$	section efficace d'absorption des ions Yb^{3+} à λ_p
$\sigma_{\text{st},p}^{\text{Yb}}$	section efficace d'émission stimulée des ions Yb^{3+} à λ_p
τ_{nr}	durée de vie
τ_{nr}	durée de vie de non radiative
τ_{pulse}	largeur à mi-hauteur de l'impulsion
τ_{r}	durée de vie radiative
τ_{32}^{Er}	temps de vie de la transition non radiative ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ des ions Er^{3+}
ϕ_ν	flux de photons de fréquence ν
ϕ_p	flux de photons de fréquence λ_p
ϕ_s	flux de photons de fréquence λ_s
$\vec{\Psi}$	champs électrique ou magnétique
Ψ	composante du champs électrique ou magnétique
Ψ_0	amplitude de la composante du champs électrique ou magnétique
ω	pulsation

Symboles latins

Symbole	Signification
A	coefficient d'alcalin mixte des ions A^+
a_p	coefficient d'absorption modale linéique à λ_p
B	coefficient d'alcalin mixte des ions B^+
$C_{m,n}$	efficacité de couplage entre les modes m et n
c	concentration normalisée des ions B^+ dans le verre
c_{surf}	concentration normalisée à la surface du verre
c_0	vitesse de la lumière dans le vide
c^+	enveloppe de l'amplitude complexe du mode propagatif dans le guide de Bragg
c^-	enveloppe de l'amplitude complexe du mode contra-propagatif dans le guide de Bragg
D_A	diffusivité des ions A^+ dans le verre
D_{A1}	diffusivité des ions A^+ dans le verre pour $c \approx 1$
D_B	diffusivité des ions B^+ dans le verre
D_{B0}	diffusivité des ions B^+ dans le verre pour $c \approx 0$
d	épaisseur du cœur du guide plan
$\vec{E}$	champ électrique
$\vec{E}_{\text{ext}}$	champ électrique externe
$E_{\text{ext},y}$	composante du champ électrique externe selon l'axe y
G^{cor}	gain net corrigé
G^{net}	gain net
f_{pulse}	fréquence de répétition des impulsion
g_c	gain modal linéique en amplitude du mode guidé à λ_s
g_s	gain modal linéique en puissance du mode guidé à λ_s
$\vec{H}$	champ magnétique
H	coefficient d'Haven

h	constante de Planck
Δh_p	distance entre le maximum d'intensité du mode guidé à λ_p et l'interface verre passif/verre actif
Δh_s	distance entre le maximum d'intensité du mode guidé à λ_s et l'interface verre passif/verre actif
I	intensité d'une onde électromagnétique
I^N	intensité normalisée du mode guidé
I_p^N	intensité normalisée du mode guidé à λ_p
I_s^N	intensité normalisée du mode guidé à λ_s
K	constante de réaction à l'équilibre thermodynamique
k_B	constante de Boltzmann
k_{tr}	coefficient de transfert entre les ions Yb^{3+} et Er^{3+}
k_0	module du vecteur d'onde dans le vide
L	longueur du guide
L_c	longueur de la cuvette
L_{gp}	largeur de la fenêtre d'échange définissant le guide plan dans le superstrat
L_{masque}	longueur du masque en face arrière employé pour l'enterrage sélectif
L_r	longueur du guide d'onde de Bragg
$L_{transition}$	longueur de la région de la transition aux bords du guide plan
N_a	densité volumique des Yb^{3+} ions au niveau d'énergie $^4F_{7/2}$
N_b	densité volumique des Yb^{3+} ions au niveau d'énergie $^4F_{5/2}$
N_T	densité volumique totales d'atomes E_1
N_2	densité volumique d'atomes dans l'état d'énergie E_3 : le niveau $^4I_{11/2}$ dans les ions Er^{3+}
N_1	densité volumique d'atomes dans l'état d'énergie E_1 : le niveau $^4I_{15/2}$ dans les ions Er^{3+}
N_2	densité volumique d'atomes dans l'état d'énergie E_2 : le niveau $^4I_{13/2}$ dans les ions Er^{3+}
N_2	densité volumique d'atomes dans l'état d'énergie E_3 : le niveau $^4I_{11/2}$ dans les ions Er^{3+}
n	indice de réfraction
n_c	indice de réfraction du cœur du guide
n_{eff}	indice effectif du mode guidé
$n_{eff,g}$	indice effectif d'un mode guidé dans le guide d'onde de Bragg
$n_{eff,gc}$	indice effectif du mode guidé dans le guide canal
$n_{eff,gp}$	indice effectif du mode guidé dans le guide plan
$n_{eff,2D}$	indice effectif de la représentation bidimensionnelle d'un guide
$n_{eff,2D}$	indice effectif d'un guide tridimensionnel
n_{eq}	indice de réfraction équivalent pour réaliser un équivalent bidimensionnel d'un guide tridimensionnel
n_{gc}	distribution d'indice de réfraction du guide canal dans le substrat
n_{gcom}	indice de réfraction du guide commun de la jonction Y asymétrique
$n_{gc,eq}$	indice de réfraction équivalent du guide canal dans le substrat
$n_{hyb,eq}$	indice de réfraction équivalent de l'amplificateur hybride tridimensionnel en z_c
n_{ginf}	indice de réfraction du guide inférieur de la jonction Y asymétrique
n_{gp}	distribution d'indice de réfraction du guide plan dans le superstrat

$n_{\text{gp,eq}}$	indice de réfraction équivalent du guide plan dans le superstrat
n_{gsup}	indice de réfraction du guide supérieur de la jonction Y asymétrique
n_{r}	indice de réfraction des motifs du réseau de Bragg
n_{sub}	indice de réfraction du substrat
n_{sup}	indice de réfraction du superstrat
Δn_{max}	variation maximale d'indice de réfraction
P	puissance ou densité linéique de puissance
$P_{\text{crête}}$	puissance crête
P_{m}	puissance récupérée en sortie du guide par la fibre de collection
$P_{\text{m,s}}$	puissance à λ_{s} récupérée en sortie du guide par la fibre de collection
P_{moy}	puissance moyenne
P_{p}	puissance à la longueur d'onde de pompe λ_{p}
$P_{\text{p,bf}}$	puissance à la longueur d'onde de pompe λ_{p} émise à la sortie de la fibre d'injection
P_{s}	puissance à la longueur d'onde de signal λ_{s}
P_{ref}	puissance de référence mesurée en bout de la fibre d'injection
$P_{\text{ref,s}}$	puissance de référence à λ_{s} mesurée en bout de la fibre d'injection
p	profondeur du guide canal
p_{r}	profondeur des motifs du réseau de Bragg
q	charge élémentaire
R	réflexion
R_{F}	réflexion de Fresnel
R_{p}	taux de pompage
R_0	réfractivité du verre
$\vec{r}$	vecteur position
S_z	composant selon l'axe z du vecteur de Poynting
T	température, transmission
T_{ech}	température de l'échange thermique
T_{ent}	température de l'enterrage
T_{trempe}	température de l'étape de trempe
t	temps
t_{ech}	durée de l'échange thermique
t_{ent}	durée de l'enterrage
t_{trempe}	durée de l'étape de trempe
V	tension
V_0	volume par mole d'oxygène ou tension appliqué
$v_{\parallel}$	composante de la vitesse parallèle à l'axe optique
W_{ab}	densité de probabilité volumique d'absorption
W_{sp}	densité de probabilité volumique d'émission spontanée
W_{st}	densité de probabilité volumique d'émission stimulée
w	largeur de la fenêtre d'échange
w_{gcom}	épaisseur du guide commun de la jonction Y asymétrique
w_{ginf}	épaisseur du guide inférieur de la jonction Y asymétrique
w_{gsup}	épaisseur du guide supérieur de la jonction Y asymétrique
w_{1/e^2}	largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité du mode guidé
$w_{1/e^2,x}$	largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité du mode guidé selon l'axe x

Glossaire

$w_{1/e^2,y}$	largeur à $1/e^2$ du maximum d'intensité du mode guidé selon l'axe y
x_B	concentration molaire normalisée des ion B^+ dans le bain
z_c	centre, selon l'axe z , de l'architecture de l'amplificateur et du laser hybride tridimensionnel

Bibliographie

- [1] S. Miller, "Integrated Optics : An introduction," *The Bell System Technical Journal*, vol. 48, no. 7, pp. 259–269, 1969.
- [2] J. Bardeen and W. Brattain, "The transistor, a semi-conductor triode," *Physical Review*, vol. 74, no. 2, pp. 230–231, 1948.
- [3] W. Shockley, "The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistor," *Bell System Technical Journal*, vol. 28, no. 3, pp. 435–489, 1949.
- [4] N. Gault and J. Nall, "Solid state micrologic elements," in *Electron Devices Meeting, 1961 International*, vol. 7, 1961, pp. 30–30.
- [5] G. Teal, "Methods of producing semiconductives bodies," 1955, US Patent 2727840.
- [6] W. Shockley, M. Sparks, and G. K. Teal, " $p-n$ junction transistors," *Phys. Rev.*, vol. 83, pp. 151–162, Jul 1951.
- [7] C. Fuller, "Diffusion of donor and acceptor elements into germanium," *Phys. Rev.*, vol. 86, pp. 136–137, Apr 1952.
- [8] C. Frosch and L. Derick, "Surface protection and selective masking during diffusion in silicon," *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 104, no. 9, pp. 547–552, 1957.
- [9] J. Andrus, "Fabrication of semiconductor devices," 1964, US Patent 3122817.
- [10] J. S. Kilby, "Miniaturized electronic circuits," 1964, US Patent 3138743.
- [11] J. Hoerni, "Semiconductor device," 1962, US Patent 3064167.
- [12] R. Noyce, "Semiconductor device and lead structure," 1961, US Patent 2981877.
- [13] D. Kahng, "Electric field controlled semiconductor device," 1963, US Patent 3,102,230.
- [14] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [15] K. Kao and G. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [16] F. Kapron, D. Keck, and R. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 10, pp. 423–425, 1970.
- [17] I. Hayashi, M. Panish, P. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, 1970.
- [18] E. Desurvire, "Capacity demand and technology challenges for lightwave systems in the next two decades," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 24, no. 12, pp. 4697–4710, 2006.
- [19] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, 4th ed. Wiley, 2010.
- [20] K. Sekartedjo, N. Eda, K. Furuya, Y. Suematsu, F. Koyama, and T. Tanbun-Ek, "1.5 μm phase-shifted DFB lasers for single-mode operation," *Electronics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 80–81, 1984.

- [21] F. Delorme, G. Alibert, P. Boulet, S. Grosmaire, S. Slempek, and A. Ougazzaden, "High reliability of high-power and widely tunable 1.55 μm distributed bragg reflector lasers for WDM applications," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 3, no. 2, pp. 607–614, 1997.
- [22] T. Zaman, X. Guo, and R. Ram, "Semiconductor Waveguide Isolators," *Journal of Light-wave Technology*, vol. 26, no. 2, pp. 291–301, 2008.
- [23] T. Izawa, "Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates," *Applied Physics Letters*, vol. 21, no. 12, p. 584, 1972.
- [24] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, D. Kim, G. F. Dionne, L. Kimerling, and C. Ross, "On-chip optical isolation in monolithically integrated non-reciprocal optical resonators," *Materials Science*, vol. 5, no. December, pp. 1–5, 2011.
- [25] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I.-W. Hsieh, and R. Osgood, "Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding," *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 7, p. 071117, 2008.
- [26] H. Shimizu and Y. Nakano, "Fabrication and characterization of an ingaasp/inp active waveguide optical isolator with 14.7 db/mm te mode nonreciprocal attenuation," *Light-wave Technology, Journal of*, vol. 24, no. 1, pp. 38–43, 2006.
- [27] G. Agrawal, "Power spectrum of directly modulated single-mode semiconductor lasers : Chirp-induced fine structure," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 21, no. 6, pp. 680–686, 1985.
- [28] H. Kawanishi, Y. Yamauchi, N. Mineo, Y. Shibuya, H. Murai, and K. Yamada, "EAM-Integrated DFB Laser Modules With More Than 40-GHz Bandwidth," *Technology*, vol. 13, no. 9, pp. 954–956, 2001.
- [29] Y. Akulova, G. Fish, C. Schow, P. Kozodoy, a.P. Dahl, S. Nakagawa, M. Larson, M. Mack, T. Strand, C. Coldren, E. Hegblom, S. Penniman, T. Wipiejewski, and L. Coldren, "Widely tunable electroabsorption-modulated sampled-grating DBR laser transmitter," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, no. 6, pp. 1349–1357, Nov. 2002.
- [30] K. Aoki, J. Kondo, Y. Iwata, A. Hamajima, T. Ejiri, O. Mitomi, and M. Minakata, "High-Speed X-Cut Thin-Sheet LiNbO₃ Optical," *Lightwave*, vol. 25, no. 7, pp. 1805–1810, 2007.
- [31] P. G. Suchoski, T. K. Findakly, and F. J. Leonberger, "Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguide devices with no electro-optic degradation," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 11, pp. 1050–1052, Nov 1988.
- [32] M. Howerton, R. Moeller, a.S. Greenblatt, and R. Krahenbuhl, "Fully packaged, broadband LiNbO₃ modulator with low drive voltage," *IEEE Photonics Technology Letters*, no. 7, pp. 792–794, Jul. 2000.
- [33] C. Shih-Jung, T. Ching-Long, L. Yih-Bin, L. Ju-Feng, and W. S. Wang, "Improved electrooptic modulator with ridge structure in x-cut LiNbO₃," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 17, no. 5, pp. 843–847, 1999.
- [34] E. Pennings, M. Smit, A. Staring, and G.-D. Khoe, "Integrated-optics versus micro-optics-a comparison," in *Integrated Photonics Research*. Optical Society of America, 1996.
- [35] L. Eskildsen, E. Goldstein, G. k. Chang, M. Iqbal, and C. Lin, "Self-regulating WDM amplifier module for scalable lightwave networks," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 6, no. 11, pp. 1321–1323, 1994.
- [36] M. Shirasaki, "Large angular dispersion by a virtually imaged phased array and its application to a wavelength demultiplexer." *Optics letters*, vol. 21, no. 5, pp. 366–8, Mar. 1996.

- [37] D. Wisely, "32 channel WDM multiplexer with 1 nm channel spacing and 0.7 nm bandwidth," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 6, pp. 520–521, 1991.
- [38] G. Cannell, A. Robertson, and R. Worthington, "Practical realization of a high density diode-coupled wavelength demultiplexer," *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, vol. 8, no. 6, pp. 1141–1145, 1990.
- [39] B. Moslehi, P. Harvey, J. Ng, and T. Jansson, "Fiber-optic wavelength-division multiplexing and demultiplexing using volume holographic gratings," *Optics Letters*, vol. 14, no. 19, p. 1088, Oct. 1989.
- [40] Y. Fujii and J. Minowa, "Four-channel wavelength multiplexing composed of phase plates and polarizing beam splitters," *Applied optics*, vol. 28, no. 7, pp. 1305–8, Apr. 1989.
- [41] M. Smit, "New focusing and dispersive planar component based on an optical phased array," *Electronics Letters*, vol. 24, no. 7, pp. 385–386, 1988.
- [42] H. Takahashi, I. Nishi, and Y. Hibino, "10 GHz spacing optical frequency division multiplexer based on arrayed-waveguide grating," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 4, pp. 380–382, 1992.
- [43] M. Zirngibl, C. Dragone, and C. Joyner, "Demonstration of a 15*15 arrayed waveguide multiplexer on InP," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 4, no. 11, pp. 1250–1253, 1992.
- [44] M. Diemeer, L. Spiekman, R. Ramsamoedj, and M. Smit, "Polymeric phased array wavelength multiplexer operating around 1550 nm," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 12, pp. 1132–1133, 1996.
- [45] B. Buchold and E. Voges, "Polarisation insensitive arrayed-waveguide grating multiplexers with ion-exchanged waveguides in glass," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 24, pp. 2248–2250, 1996.
- [46] H. Okayama and M. Kawahara, "Waveguide array grating wavelength demultiplexer on linbo3," in *Integrated Photonics Research*. Optical Society of America, 1995, p. ISaB3.
- [47] J. Leijtens Xaveer, B. Kuhlow, and M. K. Smit, "Arrayed Waveguide Gratings," in *Wavelength Filters in Fibre Optics*, H. Venghaus, Ed. Springer Berlin Heidelberg, 2006, ch. 4, pp. 125–187.
- [48] D. Zimmerman and L. Spiekman, "Amplifiers for the Masses : EDFA, EDWA, and SOA Amplets for Metro and Access Applications," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 63–70, Jan. 2004.
- [49] J. Bradley and M. Pollnau, "Erbium-doped integrated waveguide amplifiers and lasers," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, no. 3, pp. 368–403, 2011.
- [50] B. E. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. Wiley-Interscience Hoboken, NJ, 2007, vol. 32.
- [51] A. A. Michelson, "I. on the application of interference methods to astronomical measurements," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 30, no. 182, pp. 1–21, 1890.
- [52] P. R. Labeye, J.-P. Berger, P. Pouteau, P. Noel, and P. Kern, "Si-based integrated optics for stellar interferometry imaging," in *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies IX*, vol. 5728, 2005, pp. 1–12.
- [53] R. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt, P. Antonelli, U. Beckmann, Y. Bresson, A. Chelli, M. Dugué, G. Duvert, S. Gennari *et al.*, "Amber, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 464, no. 1, pp. 1–12, 2007.
- [54] C. Monat, P. Domachuk, and B. Eggleton, "Integrated optofluidics : A new river of light," *Nature Photonics*, vol. 1, no. 2, pp. 106–114, 2007.

- [55] C. A. Barrios, K. B. Gylfason, B. Sánchez, A. Griol, H. Sohlström, M. Holgado, and R. Casquel, "Slot-waveguide biochemical sensor." *Optics letters*, vol. 32, no. 21, pp. 3080–2, Nov. 2007.
- [56] F. Morichetti, A. Melloni, M. Martinelli, R. G. Heideman, A. Leinse, D. H. Geuzebroek, and A. Borreman, "Box-Shaped Dielectric Waveguides : A New Concept in Integrated Optics?" *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 9, pp. 2579–2589, Sep. 2007.
- [57] M. Gnan, S. Thoms, D. Macintyre, R. de la Rue, and M. Sorel, "Fabrication of low-loss photonic wires in silicon-on-insulator using hydrogen silsesquioxane electron-beam resist," *Electronics Letters*, vol. 44, no. 2, pp. 115–116, 2008.
- [58] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 16, no. 5, pp. 1328–1330, 2004.
- [59] U. Fischer, T. Zinke, J. Kropp, F. Arndt, and K. Petermann, "0.1 dB/cm waveguide losses in single-mode SOI RIB waveguides," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 8, no. 5, pp. 647–648, 1996.
- [60] J. Bradley, F. Ay, K. Wörhoff, and M. Pollnau, "Fabrication of low-loss channel waveguides in Al₂O₃ and Y₂O₃ layers by inductively coupled plasma reactive ion etching," *Applied Physics B*, vol. 89, no. 2-3, pp. 311–318, Oct. 2007.
- [61] D. Klunder, E. Krioukov, F. Tan, T. van der Veen, H. Bulthuis, G. Sengo, C. Otto, H. Hoekstra, and A. Driessen, "Vertically and laterally waveguide-coupled cylindrical microresonators in Si₃N₄ on SiO₂ technology," *Applied Physics B*, vol. 73, no. 5, pp. 603–608, Oct. 2001.
- [62] G.-L. Bona, R. Germann, and B. J. Offrein, "SiON high-refractive-index waveguide and planar lightwave circuits," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 47, no. 2.3, pp. 239–249, Mar. 2003.
- [63] Q. Xu, B. Schmidt, S. Pradhan, and M. Lipson, "Micrometre-scale silicon electro-optic modulator." *Nature*, vol. 435, no. 7040, pp. 325–7, May 2005.
- [64] M. Ziebell, D. Marris-Morini, G. Rasigade, J.-M. Fédéli, P. Crozat, E. Cassan, D. Bouville, and L. Vivien, "40 Gbit/s low-loss silicon optical modulator based on a pipin diode." *Optics express*, vol. 20, no. 10, pp. 10 591–6, May 2012.
- [65] L. Vivien, M. Rouvière, J.-M. Fédéli, D. Marris-Morini, J. F. Damlencourt, J. Mangeney, P. Crozat, L. El Melhaoui, E. Cassan, X. Le Roux, D. Pascal, and S. Laval, "High speed and high responsivity germanium photodetector integrated in a Silicon-On-Insulator microwaveguide." *Optics express*, vol. 15, no. 15, pp. 9843–8, Jul. 2007.
- [66] T. Yin, R. Cohen, M. M. Morse, G. Sarid, Y. Chetrit, D. Rubin, and M. J. Paniccia, "31 GHz Ge n-i-p waveguide photodetectors on Silicon-on-Insulator substrate," *Optics Express*, vol. 15, no. 21, pp. 13 965–13 971, 2007.
- [67] K. Wörhoff, J. D. B. Bradley, F. Ay, D. Geskus, T. P. Blauwendraat, and M. Pollnau, "Reliable Low-Cost Fabrication of Low-Loss Al₂O₃ : Er³⁺ Waveguides With 5.4-dB Optical Gain," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 5, pp. 454–461, May 2009.
- [68] E. H. Bernhardt, H. A. van Wolferen, L. Agazzi, M. R. Khan, C. G. Roeloffzen, K. Wörhoff, M. Pollnau, and R. M. de Ridder, "Ultra-narrow-linewidth, single-frequency distributed feedback waveguide laser in Al₂O₃:Er³⁺ on silicon," *Optics Letters*, vol. 35, no. 14, p. 2394, Jul. 2010.
- [69] L. Agazzi, J. D. B. Bradley, M. Dijkstra, F. Ay, G. Roelkens, R. Baets, K. Wörhoff, and M. Pollnau, "Monolithic integration of erbium-doped amplifiers with silicon-on-insulator waveguides," *Optics Express*, vol. 18, no. 26, p. 27703, Dec. 2010.

- [70] C. A. Barrios and M. Lipson, "Electrically driven silicon resonant light emitting device based on slot-waveguide," *Opt. Express*, vol. 13, no. 25, pp. 10 092–10 101, Dec. 2005.
- [71] A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser," *Optics Express*, vol. 14, no. 20, p. 9203, Oct. 2006.
- [72] H. Park, A. W. Fang, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, and J. E. Bowers, "A Hybrid AlGaInAs-Silicon Evanescent Amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 4, pp. 230–232, 2007.
- [73] B. Ben Bakir, A. Descos, N. Olivier, D. Bordel, P. Grosse, E. Augendre, L. Fullbert, and J. M. Fedeli, "Electrically driven hybrid Si/III-V Fabry-Pérot lasers based on adiabatic mode transformers," *Optics Express*, vol. 19, no. 11, p. 10317, May 2011.
- [74] G. Schulze, "Versuche über die diffusion von silber in glas," *Annalen der Physik*, vol. 345, no. 2, pp. 335–367, 1913.
- [75] J. Phalippou, "Verres : Aspects théoriques," *Techniques de l'ingénieur. Sciences fondamentales*, vol. 7, no. AF3600, pp. AF3600–1, 2001.
- [76] A. Bunde, K. Funke, and M. D. Ingram, "Ionic glasses : History and challenges," *Solid State Ionics*, vol. 105, no. 1 - 4, pp. 1 - 13, 1998.
- [77] W. H. Zachariasen, "The atomic arrangement in glass," *Journal of the American Chemical Society*, vol. 54, no. 10, pp. 3841–3851, 1932.
- [78] M. L. Huggins, "The Refractive Index of Silicate Glasses as a Function of Composition," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 30, no. 10, p. 495, Oct. 1940.
- [79] A. Tervonen, B. R. West, and H. Seppo, "Ion-exchanged glass waveguide technology : a review," *Optical Engineering*, vol. 50, no. 7, p. 071107, Jul. 2011.
- [80] J.-E. Broquin, "Glass integrated optics : state of the art and position toward other technologies," pp. 647 507–647 507–13, 2007.
- [81] S. Olivier, L. Delage, F. Reynaud, V. Collomb, M. Trouillon, J. Grelin, I. Schanen, V. Minier, J.-E. Broquin, C. Ruilier, and B. Leone, "MAFL experiment : development of photonic devices for a space-based multiaperture fiber-linked interferometer," *Applied optics*, vol. 46, no. 6, pp. 834–44, Feb. 2007.
- [82] <http://www.micronit.com/>, accédé le 25 Janvier 2014.
- [83] A. Schimpf, D. Bucci, M. Nannini, A. Magnaldo, L. Couston, and J.-E. Broquin, "Photo-thermal microfluidic sensor based on an integrated Young interferometer made by ion exchange in glass," *Sensors and Actuators B : Chemical*, vol. 163, no. 1, pp. 29–37, Mar. 2012.
- [84] A. Schimpf, F. Canto, D. Bucci, A. Magnaldo, L. Couston, and J.-E. Broquin, "Micro-fluidics and integrated optics glass sensor for in-line microprobing of nuclear samples," in *2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications*. IEEE, Jun. 2011, pp. 1–7.
- [85] S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, and J. Broquin, "Multiwavelengths DFB waveguide laser arrays in Yb-Er codoped phosphate glass substrate," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 516–518, Apr. 2003.
- [86] D. Barbier, M. Rattay, F. Saint Andre, G. Clauss, M. Trouillon, A. Kevorkian, J.-M. Delavaux, and E. Murphy, "Amplifying four-wavelength combiner, based on erbium/ytterbium-doped waveguide amplifiers and integrated splitters," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 9, no. 3, pp. 315–317, 1997.
- [87] L. Onestas, D. Bucci, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin, "Vertically Integrated Broadband Duplexer for Erbium-Doped Waveguide Amplifiers Made by Ion Exchange on Glass," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 10, pp. 648–650, May 2011.

- [88] D. L. Veasey, D. S. Funk, P. M. Peters, N. a. Sanford, G. E. Obarski, N. Fontaine, M. Young, A. P. Peskin, W.-C. Liu, S. Houde-Walter, and J. S. Hayden, "Yb/Er-codoped and Yb-doped waveguide lasers in phosphate glass," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 263-264, pp. 369–381, Mar. 2000.
- [89] L. Bastard, "Matrice de laser à haute coherence en optique intégrée sur verre," Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [90] *1x4 and 1x8 Amplified Splitters*, Teem Photonics, 2001.
- [91] S. D. Conzone, J. S. Hayden, D. S. Funk, A. Roshko, and D. L. Veasey, "Hybrid glass substrates for waveguide device manufacture," *Optics letters*, vol. 26, no. 8, pp. 509–11, Apr. 2001.
- [92] S. Yliniemi, J. Albert, Q. Wang, and S. Honkanen, "UV-exposed Bragg gratings for laser applications in silver-sodium ion-exchanged phosphate glass waveguides," *Optics express*, vol. 14, no. 7, pp. 2898–903, Apr. 2006.
- [93] P. Madasamy, S. Honkanen, D. F. Geraghty, and N. Peyghambarian, "Single-mode tapered waveguide laser in Er-doped glass with multimode-diode pumping," *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 9, p. 1332, 2003.
- [94] 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, no. 22, p. 5176, 2004.
- [95] F. Gardillou, "Étude et réalisation de structures hybrides actives/passives en optique intégrée sur verre," Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [96] V. Donzella, V. Toccafondo, S. Faralli, F. Di Pasquale, C. Cassagnettes, D. Barbier, and H. H. Figueroa, "Ion-exchanged Er³⁺/Yb³⁺ co-doped waveguide amplifiers longitudinally pumped by broad area lasers," *Optics express*, vol. 18, no. 12, pp. 12 690–701, Jun. 2010.
- [97] P. Rabiei and P. Gunter, "Optical and electro-optical properties of submicrometer lithium niobate slab waveguides prepared by crystal ion slicing and wafer bonding," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 20, pp. 4603–4605, 2004.
- [98] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, F. Parsy, J.-E. Broquin, S. Neveu, and J. Jacques Rousseau, "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, no. 25, p. 251108, 2011.
- [99] R. Bogue and H. Jentink, "Optical air flow measurements in flight (mesures optiques de l'écoulement aérodynamique en vol)," DTIC Document, Tech. Rep., 2003.
- [100] J. Mandle, "Anémomètre laser," *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, vol. 6, no. E4320, pp. E4320–1, 1998.
- [101] A. Renard, X. Lacondemine, and J.-p. Schlotterbeck, "Single-particle LIDAR anemometry method and system," 2010, US Patent App. 12/842,872.
- [102] L. Bastard, S. Blaize, and J.-E. Broquin, "Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing applications," *Optical Engineering*, vol. 42, no. 10, pp. 2800–2804, 2003.
- [103] J.-P. Cariou, B. Augere, D. Goular, J. Schlotterbeck, and X. Lacondemine, "All-fiber 1.5 μ m CW coherent laser anemometer DALHEC-helicopter flight test analysis," in *Proceedings of 13th Coherent Laser Radar Conference*, 2005, pp. 157–160.
- [104] 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 *Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XIII*, J.-E. Broquin and C. M. Greiner, Eds., vol. 7218, no. 1, Feb. 2009, pp. 721 817–721 817–8.

- [105] J. Mandle, J. P. Schlotterbeck, and A. Verbeke, "Anémométrie laser embarquée sur aéronef," *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, vol. 6, no. E4320, pp. E4320v2-1-8, 2013.
- [106] T. Nappez, "Hybridation d'un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un lidar embarqué," Ph.D. dissertation, Université de Grenoble, 2012.
- [107] F. Parsy, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin, "Low cross-talk polarization splitter on glass," J. E. Broquin and G. Nunzi Conti, Eds., vol. 8627, Mar. 2013, pp. 86 270B-86 270B-12.
- [108] M. Bettiati, V. Cargemel, P. Pagnod, C. Hervo, P. Garabedian, P. Issert, L. Raymond, L. Ragot, J.-C. Bertreux, J.-N. Reygrobelle, C. Crusson, and F. Laruelle, "Reaching 1 watt reliable output power on single-mode 980 nm pump lasers," M. S. Zediker, Ed., Feb. 2009, pp. 71 981D-71 981D-11.
- [109] 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," 2001, France Patent 2001/2 821 166.
- [110] T. Nappez, E. Ghibaudo, P. Rondeau, J.-P. Schlotterbeck, and J.-E. Broquin, "Broad-area laser diode with stable single-mode output and wavelength stabilization," J. E. Broquin and G. Nunzi Conti, Eds., vol. 8264, Feb. 2012, pp. 82 640W-82 640W-12.
- [111] J. Grelin, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin, "Study of deeply buried waveguides : A way towards 3D integration," *Materials Science and Engineering : B*, vol. 149, no. 2, pp. 185-189, Mar. 2008.
- [112] O. Bertoldi, J.-E. Broquin, G. Vitrant, V. Collomb, M. Trouillon, and V. Minier, "Use of selectively buried ion-exchange waveguides for the realization of bragg grating filters," pp. 182-190, 2004.
- [113] 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," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 9, pp. 698-700, May 2007.
- [114] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press, 1991.
- [115] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. John Wiley & Sons Inc, 1986.
- [116] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*. Academic press, 2010.
- [117] A. Yariv and M. Nakamura, "Periodic structures for integrated optics," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 13, no. 4, pp. 233-253, Apr. 1977.
- [118] G. Hadley and R. Smith, "Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 13, no. 3, pp. 465-469, 1995.
- [119] D. Heatley, G. Vitrant, and A. Kevorkian, "Simple finite-difference algorithm for calculating waveguide modes," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 26, no. 3, pp. S151-S163, 1994.
- [120] D. Bucci, B. Martin, and A. Morand, "Application of the three-dimensional aperiodic Fourier modal method using arc elements in curvilinear coordinates," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 29, no. 3, pp. 367-373, Mar 2012.
- [121] E. A. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optic," *Bell System Technical Journal*, vol. 48, pp. 2071-2102, 1969.
- [122] A. Kumar, K. Thyagarajan, and A. K. Ghatak, "Analysis of rectangular-core dielectric waveguides : an accurate perturbation approach," *Optics Letters*, vol. 8, no. 1, p. 63, Jan. 1983.

- [123] R. Knox and P. Toullos, "Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range," in *Proc. Symp. Submillimeter Waves*, vol. 20. Polytechnic Press of Polytechnic Institute of Brooklyn, 1970, pp. 497–515.
- [124] D. Bucci, "Mise au point d'un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre," Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2006.
- [125] 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, no. 6, pp. 1603–1610, 1996.
- [126] P. K. TIEN and R. ULRICH, "Theory of prism-film coupler and thin-film light guides," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 60, no. 10, pp. 1325–1337, Oct 1970.
- [127] B. Charlet, "Étude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : application à la génération de supercontinuum," Ph.D. dissertation, Université de Grenoble, 2011.
- [128] *IOG-1 Phosphate Laser Glass*, SCHOTT AG, 2013.
- [129] S. T. Chien, "Waveguide fabrication using proton beam writing," Ph.D. dissertation, National University of Singapore, 2005.
- [130] L. Onestas, "Intégration verticale d'une fonction dichroïque en optique intégrée sur verre : Application à un duplexeur pompe/signal pour amplificateur optique hybride," Ph.D. dissertation, Université de Grenoble, 2010.
- [131] O. Bertoldi, "Étude et réalisation d'un multiplexeur à insertion-extraction de longueur d'ondes en optique intégrée sur verre," Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [132] P. Kik and A. Polman, "Erbium-doped optical-waveguide amplifiers on silicon," *MRS Bulletin*, vol. 23, no. 4, pp. 48–54, 1998.
- [133] W. Burns and A. Milton, "Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 11, no. 1, pp. 32–39, 1975.
- [134] M. D. Feit and J. J. A. Fleck, "Light propagation in graded-index optical fibers," *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 24, pp. 3990–3998, Dec 1978.
- [135] A. Einstein, "Zur quantentheorie der strahlung," *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [136] E. Desurvire, D. Bayart, B. Desthieux, and S. Bigo, *Erbium-doped fiber amplifiers : Device and System Developments*. Wiley-Interscience, 2002, vol. 2.
- [137] "Comparative studies of spectroscopic properties in Er^{3+} - Yb^{3+} codoped phosphate glasses," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 470, no. 1–2, pp. 340 – 346, 2009.
- [138] J. Lasky, S. Stiffler, F. White, and J. R. Abernathey, "Silicon-on-insulator (soi) by bonding and etch-back," in *Electron Devices Meeting, 1985 International*, vol. 31, 1985, pp. 684–687.
- [139] Y. Hao, B. Zheng, H. Wang, W. Zheng, J. Yang, X. Jiang, Q. Zhou, and M. Wang, "Experiments and analysis on joule heating effect in field-assisted ion diffusion," *Optical Engineering*, vol. 51, no. 1, pp. 014601–1–014601–6, 2012.
- [140] G. H. van Tartwijk and G. P. Agrawal, "Laser instabilities : a modern perspective," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 22, no. 2, pp. 43 – 122, 1998.
- [141] C. Mirasso, P. Colet, and P. Garcia-Fernandez, "Synchronization of chaotic semiconductor lasers : application to encoded communications," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 8, no. 2, pp. 299–301, 1996.

-
- [142] P. Colet and R. Roy, "Digital communication with synchronized chaotic lasers," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 24, pp. 2056–2058, Dec 1994.
 - [143] F.-Y. Lin and J.-M. Liu, "Chaotic lidar," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 10, no. 5, pp. 991–997, 2004.
 - [144] S. Kameyama, T. Ando, K. Asaka, Y. Hirano, and S. Wadaka, "Compact all-fiber pulsed coherent doppler lidar system for wind sensing," *Appl. Opt.*, vol. 46, no. 11, pp. 1953–1962, Apr 2007.
 - [145] A. Dolfi-Bouteyre, G. Canat, M. Valla, B. Augere, C. Besson, D. Goular, L. Lombard, J.-P. Cariou, A. Durecu, D. Fleury, L. Bricteux, S. Brousmiche, S. Lugan, and B. Macq, "Pulsed 1.5- m lidar for axial aircraft wake vortex detection based on high-brightness large-core fiber amplifier," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 15, no. 2, pp. 441–450, 2009.
 - [146] G. Lees, M. Cole, and T. Newson, "Narrow linewidth, q-switched erbium doped fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 14, pp. 1299–1300, 1996.
 - [147] S. Adachi and Y. Koyamada, "Analysis and design of q-switched erbium-doped fiber lasers and their application to otdr," *Lightwave Technology, Journal of*, vol. 20, no. 8, pp. 1506–1511, 2002.
 - [148] D. L. Veasey, D. S. Funk, N. Sanford, and J. Hayden, "Arrays of distributed-bragg-reflector waveguide lasers at 1536 nm in yb/er codoped phosphate glass," *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 6, pp. 789–791, 1999.
 - [149] S. Blaize, "étude et réalisation d'un microlaser à contre-réaction répartie en optique intégrée sur verre," Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
 - [150] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.
 - [151] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 5, pp. 2327–2335, 1972.
 - [152] K. O. Hill and A. Watanabe, "Envelope gain saturation in distributed-feedback lasers," *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 4, pp. 950–961, Apr 1975.
 - [153] J. A. Nelder and R. Mead, "A simplex method for function minimization," *The Computer Journal*, vol. 7, no. 4, pp. 308–313, 1965.
 - [154] P. Lalanne and E. Silberstein, "Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 15, pp. 1092–1094, Aug 2000.
 - [155] L. Li, "Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, no. 5, pp. 1024–1035, May 1996.
 - [156] Q. Cao, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, "Stable and efficient bloch-mode computational method for one-dimensional grating waveguides," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 19, no. 2, pp. 335–338, Feb 2002.
 - [157] F. Gardillou, L. Bastard, and J.-E. Broquin, "Integrated optics bragg filters made by ion exchange and wafer bonding," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 10, 2006.
 - [158] E. H. Anderson, C. M. Horwitz, and H. I. Smith, "Holographic lithography with thick photoresist," *Applied Physics Letters*, vol. 43, no. 9, pp. 874–875, 1983.
 - [159] P. Madasamy, G. N. Conti, P. Poyhonen, M. M. Morrell, N. Peyghambarian, D. F. Geraghty, Y. Hu, and S. Honkanen, "Waveguide distributed bragg reflector laser arrays in erbium doped glass made by dry ag film ion exchange," *Optical Engineering*, vol. 41, no. 5, pp. 1084–1086, 2002.

- [160] U. Bandelow, H.-J. Wunsche, B. Sartorius, and M. Mohrle, "Dispersive self-Q-switching in DFB lasers-theory versus experiment," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 2, pp. 270–278, Apr. 1997.
- [161] B. Sartorius, M. Mohrle, S. Reichenbacher, H. Preier, H.-J. Wunsche, and U. Bandelow, "Dispersive self-Q-switching in self-pulsating DFB lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 2, pp. 211–218, 1997.
- [162] F. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. François, and G. Stephan, "Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers," *Physical Review A*, vol. 48, no. 3, pp. 2220–2229, Sep. 1993.
- [163] A. V. Kir'yanov, N. N. Il'ichev, and Y. O. Barmenkov, "Excited-state absorption as a source of nonlinear thermo-induced lensing and self-q-switching in an all-fiber erbium laser," *Laser Physics Letters*, vol. 1, no. 4, pp. 194–198, Apr. 2004.
- [164] R. Rangel-Rojo and M. Mohebi, "Study of the onset of self-pulsing behaviour in an er-doped fibre laser," *Optics Communications*, vol. 137, no. 1–3, pp. 98 – 102, 1997.
- [165] M. H. Chou, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "Adiabatically tapered periodic segmentation of channel waveguides for mode-size transformation and fundamental mode excitation," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 11, pp. 794–796, Jun 1996.
- [166] M. Nannini, E. Grondin, A. Gorin, V. Aimez, and J.-E. Broquin, "Hybridization of iii-v semiconductor membranes onto ion-exchanged waveguides," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 11, no. 2, pp. 547–554, March 2005.