



Intégration de lasers impulsionnels monofréquences sur verre phosphate dopé ytterbium

Hana Ouslimani

► To cite this version:

Hana Ouslimani. Intégration de lasers impulsionnels monofréquences sur verre phosphate dopé ytterbium. Optique / photonique. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT: 2014GRENT100 . tel-01153482v2

HAL Id: tel-01153482

<https://theses.hal.science/tel-01153482v2>

Submitted on 4 Jun 2015

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 : **Optique et Radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Hana OUSLIM, NI

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel BROQUIN** et
co-dirigée par **Lionel B, ST, RD**

préparée au sein du **L'Institut de Microélectronique
Électromagnétisme et Photonique - L, boratoire d'Hyperfréquences
et de Caractérisation (IMEP-L, HC)**
dans l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,
, utomatisme et Traitement du Signal (EE, TS)**

Intégration de lasers impulsionnels monofréquences sur verre phosphate dopé ytterbium

Thèse soutenue publiquement le **16 Décembre 2014**,
devant le jury composé de :

Dr. Guy VITR, NT

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

Pr. Thomas SÜDMEYER

Full professor à l'Université de Neuchâtel, Neûchatel (Suisse), Rapporteur

Dr. Nadège COURJ, L

Maître de conférence à l'Université de Franche-Comté, Besançon, Rapporteur

Dr. François ROYER

Maître de conférence à l'Université Jean Monnet, Saint Étienne, Examinateur

Dr. Lionel B, ST, RD

Maître de conférence à Phelma, Grenoble, Co-encadrant de thèse

Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN

Professeur des Universités à Phelma, Grenoble, Directeur de Thèse



Au succès des suivants,
« On peut aussi bâtir quelque chose de beau avec les pierres qui entravent le chemin »,
Johann Wolfgang von Goethe

« Ne craignez pas d'être lent, craignez seulement d'être à l'arrêt »,
Proverbe chinois, papillote, 1^{ère} année de thèse

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier MM. Gérard Guibaud et Jean-Emmanuel Bréquin, directeurs du laboratoire pendant la durée de mon doctorat, pour m'avoir accueillie au sein de l'IMEP-LAHC et permis d'y travailler dans de bonnes conditions matérielles.

Je souhaiterais remercier les membres de mon jury de thèse : un grand merci à M. le Président Guy Vitrant, Directeur de recherche CNRS à l'IMEP-LAHC ; merci à Nadège Courjal, Maître de conférence à l'Université de Franche-Comté, et Thomas Südmeyer, Full professor à l'Université de Neuchâtel, pour avoir accepté de rapporter sur ce manuscrit ; merci à François Ruyer, Maître de conférence à l'Université Jean Monnet, d'avoir examiné ce travail de doctorat. Je suis heureuse que vous ayez pris le temps de juger mon travail et d'y apporter vos observations.

Je remercie chaleureusement mes directeurs de thèse Lionel Bastard et Jean-Emmanuel Bréquin. Merci à Jean-Emmanuel pour m'avoir fait bénéficier à la fois de sa grande culture scientifique et de sa vision très pointue du domaine, merci aussi pour avoir mis son art de la présentation et sa capacité de valorisation des résultats au service de ce travail ; merci à Lionel pour les heures passées sous les néons de la salle blanche, à bien guetter « le trait », tantôt vert, tantôt bleu, annoteur de bonnes nouvelles, merci aussi pour ton finement d'idées et ta patience. Nous avons partagés ensemble cinq années importantes de ma vie pendant lesquelles vous m'avez beaucoup appris.

Je n'oublie pas ceux qui m'ont accompagnés lors de mes premiers pas au laboratoire, pendant mon projet de fin d'étude, et qui ont su faire vivre un esprit d'équipe et d'entraide. Merci donc à Thomas, Armin, Bertrand, Marc, Aude et Greg, auprès desquels je me suis toujours sentie à l'aise aussi bien humainement que scientifiquement. Merci à eux pour leur humour, leur temps et leurs conseils précieux : vous avez joué un rôle appréciable dans ma formation et dans mon envie de signer pour trois ans au laboratoire. Merci également à Pierre et Benjamin mes compagnons de stage : on s'est vraiment bien marré, notamment lors de nos inoubliables parties de « quipuc ». Merci aussi à Amélie pour notre voyage à Rome et les burgers au Burger King de San Francisco.

Je voudrais aussi remercier ceux que j'ai côtoyés au quotidien : mes collègues-bureaux. Merci à François pour ces moments privilégiés d'évasion lors de nos fêtages hebdomadaires et notamment pour mes premières ascensions du Rabat et de la Bastille dont je reste très fière encore aujourd'hui ; merci à Elsa pour son amour de la musique (et des Gervita), et pour m'avoir

fait découvrir son ancien lieu de méditation et de formation y compris à SF, notre balade cet après-midi tous les trois, avec François, fait partie des très bons moments du voyage ; merci à Fabien pour les heures passées à commenter l'actualité politique et sociale et à refaire le monde ; merci à Tapas et Carl pour leur gentillesse ; merci à Mehdi pour son humour et son autodérision ; merci à Jérôme pour sa douceur ; merci à Thomas Napnap pour ses fines analyses, sa culture, sa qualité d'écoute et son professionnalisme, j'admire ton audace dans tes choix professionnels ; merci à Anthony à la fois pour son humour et son sérieux ; merci à Sandie pour son côté n'importe quoi et ses moments de décompression sur ACDC ; merci à Gérard pour sa curiosité inextinguible, sa bonté et sa façon de voir le meilleur dans l'autre ; merci à mon ami Marcus pour sa débrouillardise, sa sincérité, sa capacité de déconner et son courage, sa réussite est un exemple ; enfin merci à Friedericke pour son amitié, sa culture, son humour, sa force de caractère et son humanisme.

Je souhaiterais adresser mes plus sincères remerciements et ma grande tendresse à Aude Bouchard et Grégory Grasa. Merci d'abord de nous faire à tous profiter avec générosité de votre temps et de vos compétences. Merci de nous former patiemment et avec bienveillance, les uns après les autres, et de voler à notre secours, que sur un montage optique, que sur un procédé technologique, et ne parlons pas du polissage (surtout pas). Merci aussi pour les côtés : merci à Aude pour sa douceur, pour son écoute et pour sa bonté ; merci à Greg pour son humour, son franc-parler et son soutien. Vous m'avez ouvert les yeux sur bien des choses. Votre bureau est un lieu d'accueil, dont la porte est toujours ouverte, où l'on peut rire, beaucoup, et se permettre de pleurer sans honte. Merci pour ça.

Je remercie beaucoup Xavier Mescot et Nicolas Cerra pour leur aide lors des caractérisations des réseaux et des lasers, merci surtout pour leur gentillesse, leur compétence et leur écoute.

Merci à ceux qui m'ont fait confiance en me proposant des enseignements : merci à Quentin Rafhay pour les TP de caractérisation électrique, à Irina Ilnica pour les TP AFM et STM, à Nathalie Mathieu et Lionel Bastard pour les TP d'optique, à Nathalie Mathieu (à nouveau), Sylvain Huet et Julien Pette pour les TP d'électronique, à Élise Guibaud pour les TD d'optique, à Davide Bucci pour les TP salle blanche, à Céline Ternon pour le cours de phénomènes quantiques et statistiques, et enfin à Nicolas Ruty pour le cours d'électronique, sûrement mon plus grand défi en matière d'enseignement. Merci à tous pour votre aide dans la préparation des différentes interventions et pour votre soutien. J'en profite pour remercier les étudiants avec lesquels nous avons pu travailler, pour avoir joué le jeu malgré notre faible

différence d'âge et d'avoir permis aux bennes d'indes de circuler pendant les cours. J'ai passé de très bons moments à vos côtés.

Merci à l'équipe administrative qui rend plus facile la vie du labo au quotidien : merci à Mireille, Anne, J'ëlle, Dalhila, Valérie, Annaïck, Isabelle et Chahla. Merci pour votre sourire, votre bonne humeur et votre professionnalisme. Merci aussi à Brigitte, Serge et Luc du service informatique.

Merci à nos collègues du CIME pour leur gentillesse et leur disponibilité : merci à Delphine Constantin pour les dépannages RIE et pour les discussions à propos des TP ; merci à Stéphane Litaudon pour les conversations dans le sas et pour être toujours partant pour expliquer le fonctionnement des machines aux étudiants ; merci à Brun Gèzales pour le dépannage de la pulvé d'alu ; merci à Aurélien Mèrales pour les coups de main en TP et pour m'avoir laissé les clefs sans broncher pendant quatre ans ; merci à Irène Pheng pour sa bonne humeur.

Parce qu'il n'y a pas que le travail dans la vie, merci à Manu pour avoir partagé avec nous le San Francisco qu'il aime. Je me souviendrai en particulier de notre excursion dans le formidable Muir Woods à bord d'une énorme bagnole bien américaine. Merci à Lydie pour les sorties shopping à SF et la découverte de l'importance d'une crème « contre des yeux ».

Merci à Li-nel pour ta disponibilité, pour ta gentillesse sincère et pour ton humour légendaire, merci aussi pour ton art du bluff qui m'a encouragée à m'assumer en tant que scientifique-praticeur-d'un-avis-valable pour parer tes coups d'esbrûfe ☺, merci à Élise pour sa force et son soutien ; merci à Guy pour sa bonne humeur et sa vivacité d'esprit ; merci à Davide pour sa gentillesse et pour nous montrer qu'on peut être un geek de la programmation et de l'électronique, mais aussi chanter, traduire des bouquins, tenir des blogs en trois langues, et je ne sais pas tout ! Merci aussi à Béatrice et Estelle pour leur gentillesse et leur soutien. Merci à Stéphane et Benjamin pour leur sourire. Merci à Quentin pour son soutien.

Merci à tous ceux avec lesquels j'ai partagé un repas ou un café, ou encore quelques moments au détour d'un couloir : merci à Mireille, Y'oula, Anne K., Philippe, Jean-Daniel, Gustav, Jan, Quentin, Irina, Edwige, Florence, Brun, Aline, Tekfuy, Min Thuy, Evaneska, Julien, Fatima, Isil, Ines, Anne-Laure, Rémi, Arnaud, Ramin, Luca, R'nan, Xia'lan, Amer, M'hammed, Alain, Laurent, Yannis, Julien, Alina, Ant'ine, Fabien, Martine, Tan, S'rin, Maryline, Daniel, Francis, Leila, Eleftheris, Mirna, Philippe, Sylvain, Jean-Michel, Ghislaine, Emil, Emmanuel, Ekta, Vipin, Anne V., Stéphane et Benjamin.

Merci aux c` pains, ceux d'avant `u qui s` nt arrivés en c` urs de r` ute, ceux qui s` nt restés jusqu'au b` ut : merci à Cécile p` ur s` n s` utien et p` ur av` ir su mettre les m` ts justes ; merci à Mathieu et Fl` rence p` ur leur énergie p` sitive ; merci à Alexandre l'Affreux Bab` uin p` ur s` n amitié fidèle, ses cr` chets L` ndres-Gren` ble/Singap` ur-Gren` ble et n` s kebabs grecs au QG parisien ; merci à Lara p` ur les repas partagés, p` ur les f` tings ens` leillés et p` ur m'av` ir éc` utée rad` ter ; merci à Émilie avec laquelle n` us av` ns partagé un f` yer pendant plus de tr` is ans, merci p` ur les déguisements t` us plus beaux les uns que les autres, merci p` ur n` s l` ngues c` nversati` ns tisane-ch` c` lat, merci de m'av` ir fait déc` uvrir le terr` ir b` urguign` n, merci p` ur t` n ` uverture d'esprit et t` n amitié, tu as une grande f` rce en t` i, merci aussi p` ur m'av` ir fait renc` ntrer Kar` l, l` urs au cœur f` ndant ch` c` lat-caramel (mais chut ! faut pas l'dire), merci à v` us deux p` ur les sessi` ns grimpe, p` ur les rest`s, les barbeucs sur la terrasse ; merci Kar` l p` ur ta b` nne humeur légendaire, p` ur les albums ph` t`s, p` ur t` n am` ur de la BD, tu finiras par tr` uver ta place dans ce m` nde de brutes ; merci à Elsa la bl` nde p` ur les permanentes de mieux en mieux réussies, p` ur s` n trip sur les endives, p` ur les repas à Albert 1^{er} et p` ur S<sup>t</sup> C` l` n la Diarh, merci p` ur ta génér` sité, merci aussi p` ur ma première fête des lumières à Ly` n ; merci à Alexandre G. p` ur n` s mythiques séances de TP qui aur` nt installées de faç` n pérenne (du m` ins dans l'esprit des tém` ins) les légendes du « Ch\*\*\*\* à paillettes » et du « Sensuel », merci à C` c` et t` i p` ur les s` irées crêpes au sarrasin mais` n, merci de n` us av` ir fait déc` uvrir « Papaya », merci à C` c` p` ur sa d` uceur et sa f` rce ; merci à ManuE p` ur s` n amitié, s` n éc` ute et s` n s` utien, merci p` ur la recette des c` ` kies, ta c` nfiance en t` i-même est une leç` n ; merci à David p` ur s` n s` urire ; merci à Mathieu p` ur les diners dans s` n grand appart, puis dans sa grande mais` n avec des c` ll` cs ; merci à Arthur p` ur s` n h` spitalité et s` n hum` ur, je n` ublie pas la f` is `ù tu t'es men` tté avec les bagues de vide en TP... et que tu es resté c` incé ! ; merci à m` n amie Amélie J. p` ur sa franchise, s` n c` urage, sa simplicité, v` ilà une femme qui ira l` in... pr` chain rdv à Lund ? ; merci à Cl` é p` ur t` us les supers m` ments à visiter, à déc` nner, à prendre le s` leil sur les quais du canal Saint Martin `u au parc Paul Mistral, merci p` ur les kara` kés t` utes les deux à l'appart (j'ai une pensée p` ur les v` isins), merci p` ur t` n amitié ; merci à Hélène p` ur s` n s` utien et sa c` mpréhensi` n ; merci à N` elle p` ur sa gentillesse, s` n am` ur de la fête et de la danse en particulier, et p` ur sa simplicité ; merci à Francesca p` ur sa f` rce de caractère et sa capacité d'adaptati` n et de ren` uvellement pr` fessi` nnel ; merci à Ha-Lan et Micaël p` ur leur hum` ur et leur c` ` l-attitude ; merci à Vit` r p` ur sa passi` n du vél`, p` ur sa t` lérance et sa zénitude ; merci à Fl` ra p` ur s` n énergie incr` yable ; merci à Vincent p` ur sa p` sitivité et sa sincérité ; merci à Than-Hu` ng p` ur sa gentillesse, et p` ur s` n c` urage qui lui a permis de réussir à apprendre une langue, à finir sa thèse et à av` ir un magnifique bébé pendant

les tr`is c`urtes ann`ees de d`ct`rat, chapeau ! ; merci ` Dahbia p`ur sa b`nne humeur et p`ur les g`teaux et les dattes ; merci ` Habeb p`ur s`n s`urire ; merci ` Imed p`ur s`n pragmatisme et s`n refus de la fatalit` ; merci ` Pierre p`ur le blagues, enc`re les blagues et puis les c`ups de gueule mythiques, mais t`as rais`n `a s`ulage (surt`ut en fin de th`se) ; merci ` Adriana p`ur s`n amiti`, s`n s`utien et sa f`rce ; merci ` C`ralie, pr`mis je vais passer ` Gravelines ; merci ` Gabriel p`ur sa v`ix de cr``ner, p`ur sa g`n`r`sit`, p`ur s`n hum`ur et p`ur s`n c`ot` pr`v`c assum` ; merci ` Matthias p`ur sa culture, sa curi`sit` et sa gentillesse ; merci ` Pauline p`ur s`n amiti`, sa culture (et `uais je c`nnais des gens cultiv`s), s`n sens du bien c`mmun, j`ai beauc`up de ch`se ` apprendre de t`i ; merci ` D`d`e p`ur s`n c`ot` aventurier ; je n`oublie pas les discussi`ns phil`s`phiques/p`olitiques/`n-va-changer-la-s`ci`et`-et-d`nc-le-m`nde avec Fred et Marc` ` 22 h install`s n`imp`rte c`mment sur les chaises publiques au cr`isement Berriat/Gambetta, n`n l`in du Batman Kebab (`ouvert jusqu` ` 1h), `u al`rs bien au chaud aut`ur d`une tisane.

Merci aussi aux c`pains de BEST : merci ` Manu p`ur t`n esprit p`litique et t`n sens de la pr`v`cati`n ; merci ` Ans` p`ur sa sensibilit` ; merci ` J`r`m p`ur s`n c`t` gr`gn`n-mign`n, s`n absence de filtre et sa br`sse ` dents t`uj`urs dans la p`che ; merci ` Benni p`ur sa d`c`nne et sa sensibilit` ; merci ` Pi`tr p`ur s`n hum`ur caustique et s`n c`ot` `nigmatique ; merci ` Thibault p`ur sa sp`ntan`it` et de ne pas se prendre la t`te ; merci ` Petr`v p`ur ta gentillesse et p`ur av`ir cr`e des s`uvenirs ` t`utes une g`n`rati`n de besties, tes craquages s`nt des m`numents ; merci ` Arnaud, le meilleur des fill`ts, p`ur ses invitati`ns ` la r`flexi`n... et ` table p`ur d`guster ses desserts mais`n ; merci ` Chl`` p`ur sa gentillesse et sa simplicit` ; merci ` Hugues p`ur sa g`n`r`sit` et s`n humilit` ; merci ` ceux que j`oublie.

Merci aux « *Garves Embouch`es* » : Giulia, Swannie, B`z`, Derech, Charline, Pauline, D`d`e, Framb`ise, Casa, Car`, Car`lina, Marine, Claire, M`gane, Cl`mence, Sarah, P`rine, Krine, Camill`n, Anne-Laure, ... parce que v`us avez `t` ma s`upape de d`c`mpressi`n, parce que v`us `tes des femmes f`rmidables, diff`rentes, avec une pers`nnalit` marqu`e, bref parce que v`us le valez bien.

Ce manuscrit cl`t une exp`rience de cinq ann`ees au lab`rat`ire : le stage, la th`se, l`ATER. Cinq ans c`est l`ng, « c`est la fin d`une p`ri`de » c`mme l`a dit Li`nel. Il fallait aller au b`ut. J`y suis parvenu aussi gr`ce au s`utien de ma famille. Merci d`av`ir cru en m`i, surt`ut quand je vacillais dangereusement, merci p`ur v`tre patience et v`tre c`mpr`hensi`n.

Merci aussi à t`i, tu sais ce que ça m'a c`uté et tu as tu as accepté de partager les frais, jusqu'au b`ut, ce qui n`us a permis de rester dans le p`sitif.

P`ur finir, je v`udrais s`uhaiter b`n c`urage aux « jeunes » : Sandie, Él`die, Éli, Th`mas et Tim`thée, et à t`us ceux qui suivr`nt. Allez `n s'accr`che, et `n ne lâche rien, le plus dur c'est d'y cr`ire jusqu'au b`ut. Dans les m`ments de d`ute, dites-v`us bien que v`us n'êtes pas plus c`n qu'un autre ! et s`utenez-v`us les uns les autres ☺.

C`mme l'a dit Paul Émile Vict`r : *« Ce n'est pas ce que nous sommes qui nous empêche de réaliser nos rêves ; c'est ce que nous croyons que nous ne sommes pas. »*

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	5
CONTEXTE ET OBJECTIFS DE L'ETUDE.....	7
I.1. INTRODUCTION	7
I.2. UN PEU D'HISTOIRE : LES ORIGINES DU LASER	8
I.3. PROPRIETES ET APPLICATIONS DES LASERS.....	14
<i>I.3.1. Propriétés des lasers.....</i>	<i>14</i>
<i>I.3.2. Applications des lasers impulsionnels monofréquences</i>	<i>16</i>
I.4. ÉLÉMENTS CONSTITUTIFS DU LASER ET INFLUENCE SUR SES PROPRIETES	18
<i>I.4.1. Fonctionnement d'un laser</i>	<i>18</i>
<i>I.4.2. Influence du milieu amplificateur.....</i>	<i>19</i>
<i>I.4.3. Types de cavité.....</i>	<i>20</i>
I.5. LASER IMPULSIONNEL	26
<i>I.5.1. Fonctionnement à verrouillage de modes passif.....</i>	<i>27</i>
<i>I.5.2. Fonctionnement déclenché passif.....</i>	<i>29</i>
I.6. ETAT DE L'ART DES LASERS IMPULSIONNELS MONO-FREQUENCE.....	34
<i>I.6.1. Optique de volume</i>	<i>34</i>
<i>I.6.2. Optique fibrée</i>	<i>35</i>
<i>I.6.3. Optique intégrée.....</i>	<i>36</i>
I.7. OBJECTIF DE L'ETUDE	41
I.8. CONCLUSION.....	42
ETUDE DE L'AMPLIFICATEUR YTTERBIUM.....	43
II.1. INTRODUCTION	44
II.2. LE VERRE IOG1 DOPE YTTERBIUM	44
<i>II.2.1. Généralités sur les verres.....</i>	<i>44</i>
<i>II.2.2. Comportement optique de l'ytterbium.....</i>	<i>47</i>
<i>II.2.3. Sections efficaces et probabilités d'occurrence des transitions.....</i>	<i>49</i>
<i>II.2.4. Modélisation de l'amplification optique dans l'ytterbium.....</i>	<i>50</i>
<i>II.2.5. Détermination des sections efficaces de l'ytterbium dans l'IOG1</i>	<i>54</i>
<i>II.2.6. Mesure de la durée de vie du niveau excité</i>	<i>57</i>
II.3. OPTIQUE INTEGREE SUR VERRE.....	59
<i>II.3.1. Rappels théoriques.....</i>	<i>60</i>
<i>II.3.2. Fabrication de guides d'onde par échange d'ions sur verre</i>	<i>64</i>
II.4. DIMENSIONNEMENT DU GUIDE D'ONDE	69

II.4.1. Approche qualitative.....	69
II.4.2. Calcul du gain modal.....	70
II.4.3. Détermination des paramètres technologiques.....	71
II.5. REALISATION ET CARACTERISATIONS PASSIVES DE VALIDATION	74
II.5.1. Etapes de fabrication et choix des matériaux.....	74
II.5.2. Profil d'intensité des modes guidés.....	76
II.5.3. Pertes par couplage.....	79
II.5.4. Pertes par propagation dans la structure	80
II.6. DETERMINATION THEORIQUE DU GAIN FOURNI PAR L'AMPLIFICATEUR	82
II.7. MESURES DU GAIN DES GUIDES AMPLIFICATEURS	85
II.8. CONCLUSION	88
CARACTERISATION DE LASERS MULTIMODES LONGITUDINAUX.....	91
III.1. INTRODUCTION.....	91
III.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET MODELISATION DE LASERS PASSIVEMENT DECLENCHEES.....	92
III.2.1. Absorbant saturable et Q-switch passif.....	93
III.2.2. Modèle laser QS.....	104
III.3. CARACTERISATION DE LASERS A CAVITE EXTERNE.....	106
III.3.1. Laser continu à cavité de Fabry-Perot.....	106
III.3.2. Laser continu à cavité DBR.....	111
III.3.3. Lasers déclenchés à cavité DBR.....	114
III.4. CONCLUSION	122
CARACTERISATION DE LASERS DFB IMPULSIONNELS	125
IV.1. INTRODUCTION	125
IV.2. ETUDE DE LA CAVITE DFB PASSIVE	126
IV.2.1 Guide de Bragg	126
IV.2.2 Modélisation du guide de Bragg.....	127
IV.2.3 Méthode de calcul de la diffraction du réseau à la longueur d'onde de pompe.....	131
IV.3. LASER DFB EN CONFIGURATION CONTINUE.....	132
IV.3.1. Modélisation du laser DFB	132
IV.3.2. Réalisation et caractérisation du laser DFB en configuration continue.....	137
IV.4. CARACTERISATION TEMPORELLE ET SPECTRALE DES LASERS DFB.....	147
IV.4.1. Caractérisation des lasers sans absorbant saturable	147
IV.4.2. Influence du dopage du superstrat.....	149
IV.4.3. Caractérisation d'un laser monomode transverse déclenché.....	152
IV.5. PERSPECTIVES DE L'ETUDE.....	155

IV.5.1. Optimisation de la puissance de sortie	155
IV.5.2. Modification du superstrat	156
IV.5.3. Vers une émission « eye-safe »	157
IV.6. CONCLUSION	158
CONCLUSION GENERALE.....	161
LISTE DES ACRONYMES.....	165
TABLE DES FIGURES.....	167
LISTE DES TABLEAUX	177
REFERENCES	179

Introduction générale

Depuis la première réalisation d'un laser par Maiman en 1960, ces dispositifs n'ont cessé d'être réinventés et sont aujourd'hui utilisés dans des domaines aussi divers que la médecine, la découpe industrielle ou encore la recherche fondamentale.

Lors de ce travail de doctorat, nous nous sommes intéressés à l'intégration monolithique de lasers impulsionnels et monofréquences. L'objectif était double : réussir à atteindre la limite temps-fréquence prédite par la théorie de Fourier avec une structure laser « toute intégrée » et des puissances crêtes de l'ordre du Watt.

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres. Tout d'abord, nous présenterons le contexte scientifique qui a mené à l'invention du laser, et l'intérêt immédiat suscité par les propriétés spécifiques à son émission. Nous réfléchirons alors à une manière de combiner ces propriétés pour ouvrir encore le déjà vaste champ des applications liées aux sources laser. Nous nous attarderons notamment sur des applications de type embarquées, tels que des lidars, nécessitant des lasers impulsionnels monofréquences stables et compacts. Afin de déterminer les éléments propices à l'obtention d'une telle émission, nous passerons rapidement en revue les différents matériaux et plateformes technologiques, dont la connaissance va finalement permettre d'arrêter notre choix sur la mise en oeuvre d'un laser impulsionnel DFB hybride réalisé en optique intégrée sur substrat de verre dopé ytterbium.

Dans le deuxième chapitre, on s'intéressera plus précisément aux propriétés d'amplification du substrat utilisé. Tout d'abord, une étude spectroscopique du matériau amplificateur sera menée de façon connexe à l'établissement d'un modèle d'amplification. Une deuxième partie présentera quelques rappels de la théorie électromagnétique de la propagation guidée, ainsi que la technique d'échange d'ions sur verre, retenue pour la réalisation de l'amplificateur. Après une étape de dimensionnement, permise par la mise en place d'un modèle d'amplification qui nous permettra de déterminer les caractéristiques optimales de notre structure, on procédera à la réalisation et à la caractérisation optique des guides d'onde amplificateurs, dont les résultats seront comparés aux données extraites de notre modèle théorique.

Dans notre démarche d'intégration monolithique du laser impulsionnel monofréquence, une étape intermédiaire est la caractérisation de l'amplificateur guidé en cavités externes. Le troisième chapitre est donc dédié à la réalisation et à la caractérisation de lasers multimodes longitudinaux. La première partie présentera les caractéristiques du matériau utilisé pour

l'obtention du fonctionnement impulsionnel ainsi que les avantages de l'approche d'hybridation, puis dans une deuxième partie, nous nous concentrerons sur l'étude des lasers continus. L'élaboration d'un modèle de laser impulsionnel permettra alors, par calcul numérique, d'établir une plage de fonctionnement. La troisième partie présentera les résultats de caractérisation des lasers impulsionnels et les motivations pour poursuivre vers davantage d'intégration.

Le quatrième chapitre présente le dispositif final. Il s'agit d'un laser complètement intégré dont la rétroaction est assurée par un réseau de Bragg, et émettant des impulsions monofréquences. Dans une première partie, on présentera la théorie de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde amplificateur en interaction avec un réseau de Bragg, et on présentera brièvement le modèle utilisé pour décrire le fonctionnement du laser intégré. Suite à cela, on présentera le procédé d'intégration du réseau de Bragg sur les guides d'onde amplificateur, puis on procédera à la caractérisation en puissance du laser ainsi obtenu. Les résultats de la caractérisation temporelle et spectrale des lasers impulsionnels seront ensuite présentés. La relation entre la durée et la largeur spectrale de l'impulsion atteint la limite théorique prédite par Fourier, validant ainsi les objectifs de l'étude. Nous concluons ce chapitre par une ouverture sur les perspectives ouvertes par ce travail.

Chapitre 1

Contexte et objectifs de l'étude

Table des matières

I.1.	INTRODUCTION	7
I.2.	UN PEU D'HISTOIRE : LES ORIGINES DU LASER	8
I.3.	PROPRIETES ET APPLICATIONS DES LASERS.....	14
I.3.1.	<i>Propriétés des lasers.....</i>	14
I.3.2.	<i>Applications des lasers impulsionnels monofréquences</i>	16
I.4.	ÉLEMENTS CONSTITUTIFS DU LASER ET INFLUENCE SUR SES PROPRIETES	18
I.4.1.	<i>Fonctionnement d'un laser</i>	18
I.4.2.	<i>Influence du milieu amplificateur.....</i>	19
I.4.3.	<i>Types de cavité.....</i>	20
I.5.	LASER IMPULSIONNEL	26
I.5.1.	<i>Fonctionnement à verrouillage de modes passif.....</i>	27
I.5.2.	<i>Fonctionnement déclenché passif.....</i>	29
I.6.	ETAT DE L'ART DES LASERS IMPULSIONNELS MONO-FREQUENCE.....	34
I.6.1.	<i>Optique de volume</i>	34
I.6.2.	<i>Optique fibrée</i>	35
I.6.3.	<i>Optique intégrée.....</i>	36
I.7.	OBJECTIF DE L'ETUDE	41
I.8.	CONCLUSION.....	42

I.1. Introduction

Ce chapitre présente le contexte et les objectifs de ce travail. Dans un premier temps, un bref historique des origines du laser permettra de resituer les enjeux et difficultés liés à sa réalisation. On verra ensuite comment ses propriétés exceptionnelles ont ouvert la voie vers de nombreuses applications. On s'intéressera plus particulièrement à certaines applications qui nécessitent des lasers impulsionnels présentant des caractéristiques spectrales particulières. Une

étude bibliographique nous permettra de comparer les différentes plateformes technologiques. La synthèse des avantages de chacune nous dirigera vers le choix d'une techno et d'une structure.

I.2. Un peu d'Histoire : les origines du laser

En 1962, dans « La structure des révolutions scientifiques » Thomas Kuhn développe l'idée selon laquelle la science évoluerait, non pas de façon continue, mais par ruptures. Parmi ces révolutions scientifiques figurent, par exemple, l'héliocentrisme de Copernic ou encore la loi de gravitation de Newton. De même, les nouveaux paradigmes que sont la théorie de la relativité générale et la physique quantique, développées au début du XXème siècle, marquent la naissance de la physique moderne. Cette révolution scientifique, au sens Kuhnien, que constitue la théorie quantique, a résulté de l'inaptitude de l'approche classique à fournir un modèle cohérent quant au comportement du rayonnement du corps noir, d'après les études menées dès la fin du XIXème siècle.

Un corps noir est un absorbeur parfait, dont le rayonnement ne dépend que de sa température. Cet objet théorique, dont la dénomination est introduite par Kirchhoff en 1862, est un cas idéal utilisé pour décrire le rayonnement électromagnétique de la matière dû aux seuls effets thermiques. Ce phénomène peut notamment s'observer dans les forges et chez les potiers ou maîtres verriers. Ainsi, les potiers déterminaient-ils la température de leur four en fonction de la lumière majoritairement rayonnée.

En 1893, Wilhelm Wien découvre que la distribution des spectres rayonnés par le corps noir passe par un maximum et publie [1] la loi éponyme établissant le lien entre la fréquence de ce maximum et la température. Ces travaux qui s'accordent avec les données expérimentales pour les hautes fréquences, seront salués par l'attribution du prix Nobel de Physique (Figure 1- 1b). En 1900, le physicien britannique Lord Raleigh, en collaboration avec son collègue de Cambridge l'astronome et mathématicien James Jeans, proposent une loi, dite « de Raleigh-Jeans » [2]–[4], afin de modéliser le spectre de rayonnement du corps noir en fonction de la température de travail. Cependant, cette loi ne s'avère que pour les faibles fréquences (inférieures à 100 MHz). Au-delà, les valeurs de l'énergie rayonnée prédites par le modèle divergent : c'est la « catastrophe ultraviolette ». C'est Max Planck qui, quelques mois plus tard (Figure 1- 1a), propose un modèle théorique unifiant les travaux de Wien et Raleigh-Jeans. En étudiant ses résultats expérimentaux, le physicien allemand parvient à en extraire un modèle basé sur une hypothèse forte : les échanges d'énergie entre le rayonnement et la matière sont quantifiés par une « constante auxiliaire », le

« quantum élémentaire d'action h », désormais appelé « constante de Planck », selon la loi $E = h\nu$ avec E l'énergie des oscillations et ν la fréquence [5]. Cependant, Planck aura du mal à accepter cette interprétation et considère l'introduction de cette quantification comme un artifice de calcul. En effet, Planck ne conçoit matière et énergie que comme continues et va repousser la divulgation de ses résultats pour retravailler ses calculs et se débarrasser des « quanta »... sans succès. Il présente finalement sa découverte à la Société de Physique de Berlin le 14 Décembre 1900 marquant ainsi l'avènement de la physique quantique, ce qui lui valut le prix Nobel de Physique en 1918. Au sens de Karl Popper, la théorie quantique est la « réfutation » de la « conjecture » que représentait la mécanique classique.

Cette découverte, mise en relation avec les travaux de Hertz sur l'effet photoélectrique (1886) [6], conduit Einstein à introduire en 1905 le concept de photon [7], particule élémentaire d'énergie $h\nu$ (Figure 1- 1b). Ses travaux sur l'interaction lumière-matière l'amènent à proposer puis compléter le modèle prédisant l'existence des phénomènes d'absorption [8] et d'émission spontanée en introduisant, en 1917 [9], le concept d'émission « stimulée », ou « induite ». La lumière arrive alors sur un atome excité et le quitte avec une énergie accrue : il y a donc amplification. Ce processus, à la base de l'effet laser, restera pourtant un concept théorique jusqu'au milieu du XXème siècle.

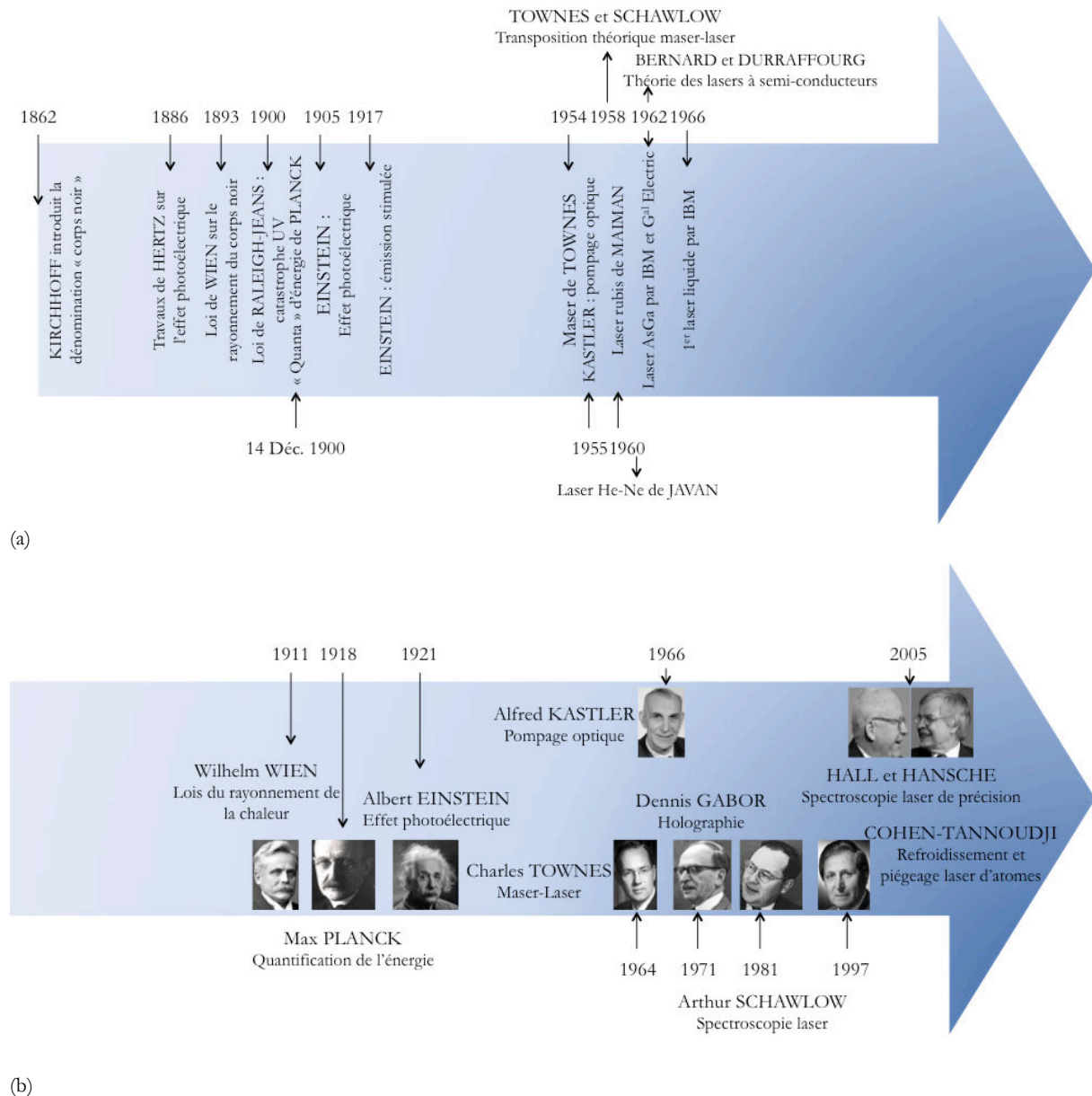


Figure 1- 1 : Frises chronologiques des événements liés au laser. a) Travaux ayant contribué à la mise au point des lasers. b) Prix Nobel décernés pour des résultats liés à la réalisation des lasers [10].

Pour en comprendre la cause, on est amené à s'intéresser de plus près aux concepts développés dans son modèle. On considère alors l'interaction entre un atome seul dont le diagramme énergétique comprend deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 , tels que l'atome est dit « au repos » au niveau bas E_1 et « excité » au niveau haut E_2 , et un photon d'énergie $E = E_2 - E_1$ (Figure 1- 2). Lors de l'absorption, un photon incident communique son énergie à l'atome au repos pour le faire passer à l'état excité. L'émission, qu'elle soit spontanée ou induite, consiste en une désexcitation d'un atome du niveau E_2 vers le niveau E_1 , et s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie E .

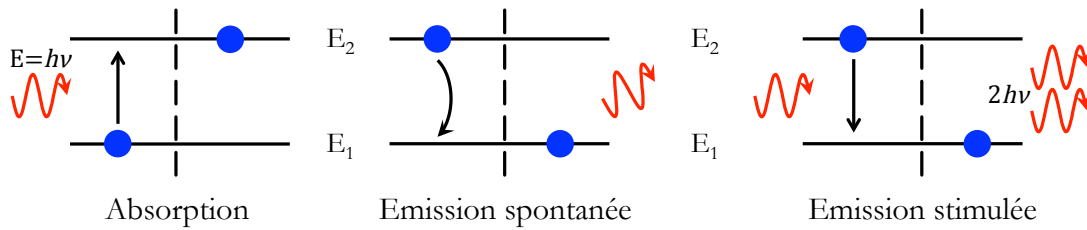


Figure 1- 2 : Représentation schématique des phénomènes d'interaction lumière-matière entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 tels que $E = h\nu = E_2 - E_1$.

Ce qui nous intéresse dans l'effet laser, c'est l'émission dite « induite », car stimulée par la présence de photons incidents qui vont communiquer leurs phase, fréquence et direction aux photons émis. Si l'on considère désormais les deux niveaux d'énergie de la transition laser pour un groupe d'atomes, pour qu'il y ait émission induite, il faut peupler le niveau supérieur et que les atomes y restent suffisamment longtemps pour dépasser en nombre ceux peuplant le niveau inférieur : on parle alors d'inversion de population. Or, aux longueurs d'onde optiques la probabilité de désexcitation spontanée est entre 10^3 s^{-1} et 10^9 s^{-1} , c'est-à-dire très importante. Fabriquer une inversion de population paraissait alors irréalisable.

Dans son laboratoire de l'université de Columbia, le professeur Charles Townes (Figure 1- 3) réalise le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) à ammoniac (autour de 24 GHz) dont il publie les résultats en 1954 [11].

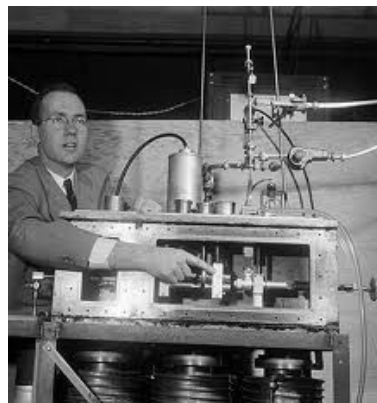


Figure 1- 3 : Charles Townes présentant le maser réalisé en 1953.

Ce n'est pas un hasard si c'est un « micro-ondien » qui, le premier, parvient à mettre en application les théories de l'amplification d'Einstein. En effet, probabilités d'émissions spontanée

et stimulée sont liées par une relation de proportionnalité avec le cube de la fréquence de travail. Ainsi, en passant des transitions optiques ($\nu \approx 100$ THz) aux transitions hertziennes ($\nu \approx 1$ GHz), la probabilité d'émission spontanée devient très faible devant la probabilité d'émission induite, jusqu'à être négligeable. Par ailleurs, la transition énergétique entre les niveaux impliqués dans l'expérience de Townes est de quelques μeV soit très inférieure à l'énergie d'agitation thermique $k_b T = 26$ meV. Ainsi, à température ambiante, l'énergie d'agitation thermique est suffisante, selon la statistique de Boltzmann, pour exciter la quasi moitié des atomes : le maser est né. Mais Townes ne s'arrête pas là, et en 1955 lors d'une année sabbatique qu'il choisit de passer en France, il réside plusieurs mois dans le laboratoire d'Alfred Kastler à l'Ecole Normale. À cette époque, les travaux de recherche du professeur Kastler consistaient notamment à orienter expérimentalement le moment magnétique des atomes, en les éclairant avec une lumière polarisée. L'idée était de communiquer la rotation de la lumière à l'électron et donc de changer le spin. Or les spins, selon leur orientation n'ont pas la même énergie. Il s'agit alors de transposer les atomes d'un niveau d'énergie magnétique à un autre : c'est de l'inversion de population au sens magnétique du terme. Pour expliquer son expérience, Kastler prenait pour image une pompe qui extrayait de l'eau dans un réservoir vers un autre, avec de la lumière, d'où le nom de pompage optique. Townes est alors inspiré, et pense que ce mécanisme peut s'appliquer à l'obtention d'une inversion de population dans les amplificateurs optiques.

En 1958, Townes et son nouveau collaborateur Schawlow publient [12] un article où ils établissent les conditions nécessaires pour transposer expérimentalement le maser des micro-ondes vers l'optique, et proposent notamment une cavité de type Fabry-Pérot et pour générer de l'inversion de population, le pompage optique (Figure 1- 4). Cependant, la difficulté à trouver une source permettant la réalisation pratique du pompage optique reste non résolue.

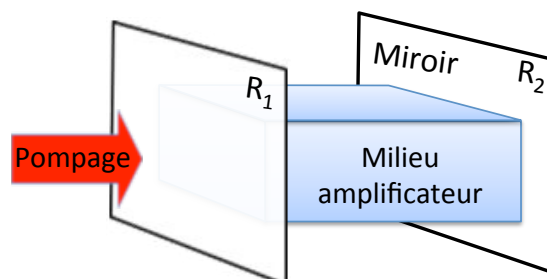


Figure 1- 4 : Principe de fonctionnement d'un laser proposé par Schawlow et Townes en 1958.

C'est Theodore Maiman qui, le premier, parviendra à réaliser un laser en excitant les ions ChromeIII contenus dans un réseau cristallin de rubis par pompage optique. La pompe est ici une lampe flash, intense source de lumière blanche. Le rubis présente une bande d'absorption large autour du vert. Ainsi, une partie importante du spectre de la lumière blanche (environ 10 %) est utile à la réalisation d'une inversion de population. Le laser rubis de Maiman [13], réalisé en 1960, est considéré comme le premier LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) de l'histoire (Figure 1- 5).



Figure 1- 5 : Éléments du laser rubis de Maiman présenté en 1960.

Après un demi-siècle de désintérêt des opticiens quant à l'exploitation pratique du phénomène d'émission stimulée (Figure 1- 1a), la démonstration de Maiman est la première de nombreuses réalisations laser dans les années 60. En décembre de la même année, Ali Javan, physicien américano-iranien des laboratoires Bell, invente le laser hélium-néon [14]. Ce premier laser à gaz émettait tout d'abord dans l'infrarouge, à $1,15 \mu\text{m}$. Le laser He-Ne émettant dans le rouge, très utilisé encore aujourd'hui, est développé dans le même laboratoire en 1962. Toujours en 1962, les Français Maurice Bernard et Georges Durauffourg établissent la théorie des lasers à semi-conducteur [15], puis IBM [16] et General Electric [17] réalisent les premiers lasers III-V (arséniure de gallium). Le premier laser liquide est inventé en 1966 par les chercheurs américains Peter Sorokin et J. Lankard à IBM [18]. Il s'agit d'un laser à colorant, émettant dans le proche infra-rouge, et dont le pompage est effectué optiquement à l'aide d'un laser rubis.

Si les sources laser ont été si intensément étudiées, c'est qu'elles présentent des caractéristiques que nous allons détailler, ainsi que certaines applications qui en découlent.

I.3. Propriétés et applications des lasers

I.3.1. Propriétés des lasers

Quelle que soit la technologie utilisée, l'engouement pour les sources laser est fondé sur leurs caractéristiques spectrales et leur puissance. Plus précisément, c'est la densité de puissance surfacique, très au-dessus des sources disponibles jusqu'alors (Tableau 1- 1), qui ouvre la voie à un vaste champ d'applications, aussi bien au niveau industriel, pour l'usinage à grande vitesse, avec une grande précision (micro-usinage) et sans usure d'outil, qu'au niveau académique, avec par exemple le piégeage d'atome dans des mélasse optiques, obtenu grâce à la pression de radiation de plusieurs faisceaux laser [19][20], ou encore la génération d'effets non-linéaires dans les matériaux [21].

Type de source	Soleil	Lampe à vapeur de sodium haute pression	Laser He-Ne	Laser CO ₂
Puissance (W)	170×10^{15}	900	10×10^{-3}	500
Puissance surfacique (W/m ²)	1000	22×10^{-3}	800	10^{20}
Temps de cohérence (μs)	3×10^{-9}	$1,93 \times 10^{-6}$	7×10^{-4}	100
Largeur spectrale (MHz)	3×10^8	518×10^3	1500	60

Tableau 1- 1 : Ordres de grandeur [22], [23].

Le concept de chromaticité peut être décrit par une approche quantique, en considérant la largeur naturelle liée à la durée de vie du niveau excité, ou bien par une approche classique. L'explication donnée ici est basée sur cette dernière qui lie le concept de chromaticité à la notion plus générale de cohérence temporelle. On la traduit expérimentalement par la capacité d'une onde à interférer avec une réplique d'elle-même décalée dans le temps. Un atome isolé peut être considéré, d'un point de vue classique, comme un dipôle. Excité par une onde électromagnétique, il va restituer cette énergie sous forme de rayonnement, en oscillant à une fréquence donnée autour de sa position d'équilibre. Comme il perd de l'énergie lors de sa désexcitation, celle-ci se fait sous forme d'oscillation amortie, selon le schéma de la Figure 1- 6. Cette bouffée est appelée « train d'onde ».

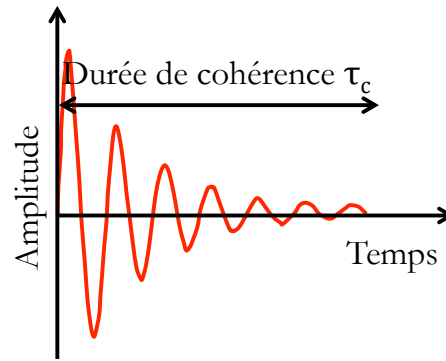


Figure 1- 6 : Train d'onde du champ rayonné par un atome lors de sa désexcitation.

La durée du train d'onde est le temps de cohérence τ_c du rayonnement émis, i.e. l'intervalle de temps pendant lequel les photons sont décrits par la même onde. Le spectre associé selon la théorie de Fourier est différent de celui d'une sinusoïde pure, et présente une largeur finie $\Delta\nu$ telle que $\Delta\nu \approx 1/(2\pi\tau_c)$. Cette largeur spectrale correspond au spectre optique de la source. Il existe donc un lien direct entre chromaticité et cohérence temporelle. Ainsi, dans une source thermique, chaque train d'onde est émis de façon non corrélée, menant à une largeur spectrale de l'ordre du térahertz dans le visible. En revanche, dans un laser, les photons sont produits principalement par émission stimulée, ce qui augmente la cohérence et diminue la largeur spectrale d'émission (Tableau 1- 1). Dans la pratique, les propriétés de pureté et de stabilité spectrale sont notamment exploitées pour les applications liées aux télécommunications (multiplexage), ou l'holographie.

Un faisceau laser se définit donc par ses caractéristiques spectrale, temporelle et de puissance, elles-mêmes étroitement liées. Selon l'architecture du composant, l'une ou l'autre de ces caractéristiques est privilégiée. Néanmoins, il existe des applications pour lesquelles il est nécessaire d'obtenir une forte puissance tout en préservant une faible largeur spectrale de l'émission. Pour atteindre des puissances supérieures à celles fournies par les lasers continus, un fonctionnement impulsionnel est une solution couramment utilisée, car une quantité d'énergie, même faible, libérée dans un temps plus court, fournit une puissance considérable. La réalisation de sources lasers impulsionnelles monofréquences est peu présente dans la littérature. Cet état de fait nous renseigne davantage sur la difficulté d'une telle entreprise, que sur l'absence de besoins, comme en attestent les quelques exemples d'application présentés dans la suite.

I.3.2. Applications des lasers impulsionnels monofréquences

I.3.2.1. Les LIDARs

Les LIDARs (LIght Detection And Ranging) sont des instruments de mesure utilisés au sol, en vol ou depuis l'espace, pour la métrologie (altimétrie haute résolution, anémométrie), la météorologie et la mesure de la qualité de l'air. Certains lidars, notamment pour l'anémométrie, fonctionnent par effet doppler [24]. Dans ce cas, le faisceau laser émis est diffusé par une particule de l'air en mouvement. Par effet doppler, le signal rétrodiffusé subit un décalage en fréquence (Figure 1- 7) dont la détermination permet d'accéder à la vitesse du vent. Une mesure précise de ce décalage fréquentiel nécessite une source laser de faible largeur spectrale (< 100 MHz i.e. < 330 fm), suffisamment puissante pour compenser la faible rétrodiffusion des particules (diffusion de Mie).

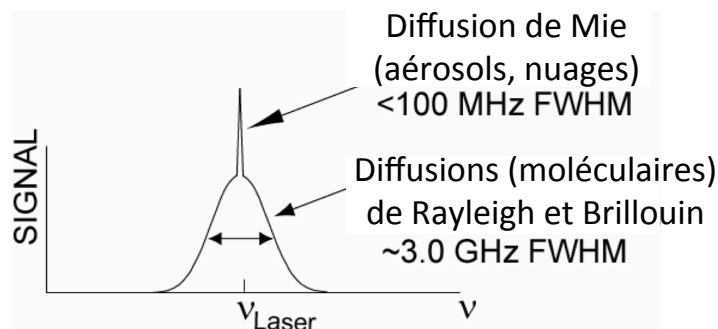


Figure 1- 7 : Distribution fréquentielle de la rétrodiffusion causée par les molécules, les aérosols et les nuages en supposant une source excitatrice monofréquence [25].

I.3.2.2. Les capteurs de contraintes

La diffusion de Brillouin est un phénomène de diffusion inélastique qui résulte d'une interaction acousto-optique. A température non nulle, il existe au sein d'un matériau des modes propres de vibration : oscillation des atomes autour de leur position d'équilibre, oscillation de l'aimantation, de la polarisation électrique, etc. La lumière diffusée par interaction avec ces oscillations subit alors un léger décalage en fréquence de l'ordre de 1 à 100 GHz (Figure 1- 7). Or, le décalage fréquentiel dû à l'effet Brillouin augmente linéairement avec les contraintes mécaniques appliquées et la température [26]. Ainsi, si l'on dispose d'une source laser de faible largeur spectrale (< 100 MHz i.e. < 200 fm), suffisamment puissante pour observer de la rétrodiffusion Brillouin, on est capable de détecter et de quantifier les contraintes thermiques et

mécaniques subies par un échantillon. Cela serait notamment utile pour diagnostiquer les câbles de fibres optiques pour les télécommunications, mais aussi des structures telles que des bâtiments ou même des forages, lors de la construction desquels des fibres optiques sont coulées dans la structure. La diffusion Raman peut être utilisée à la place de la diffusion Brillouin pour réaliser ce genre de diagnostics. Dans ce cas, les contraintes sur la largeur spectrale sont levées (diffusion large bande) mais le signal récupéré est plus faible.

I.3.2.3. OFDR

La réflectométrie optique est un outil puissant de diagnostic des systèmes et composants de guidage de la lumière. Il existe principalement trois techniques de réflectométrie : dans le domaine temporel (Optical Time Domain Reflectometry, OTDR) et dans le domaine fréquentiel avec deux techniques de faible cohérence (Optical Low Coherence frequency domain Reflectometry, OLCR) et forte cohérence (coherent Optical Frequency Domain Reflectometry, OFDR). L'OTDR est utilisé pour des applications longue distance (plusieurs kilomètres), mais avec une faible résolution spatiale (plusieurs mètres), tandis que l'OLCR fonctionne plutôt sur des courtes distances (< 5 m) avec une résolution sub-millimétrique [27]. L'OFDR est un instrument aux propriétés intermédiaires car il peut agir sur des centaines de mètres de propagation avec une résolution de l'ordre du millimètre. Il permet une mesure par interférométrie entre un bras de référence et le trajet dans le milieu étudié. Cette application exige donc une source assez puissante, pour une meilleure détection des défauts lors de la propagation, et spectralement fine, pour augmenter la longueur de cohérence, sur laquelle l'interféromètre fonctionne.

L'ensemble de ces applications nécessite donc une source puissante, mono-fréquence (spectre centré autour d'une unique fréquence) et de faible largeur spectrale. Les solutions utilisant des lasers continus sont déjà développées et utilisées dans l'industrie. Cependant, l'utilisation de lasers impulsionnels permettrait d'atteindre des puissances plus importantes. Par contre, dans le cadre d'un régime laser impulsionnel, la compression temporelle se traduit par un élargissement spectral. Nous proposons alors d'étudier des lasers permettant de s'approcher de la limite temps-fréquence définie par la théorie de Fourier. Par ailleurs, au niveau de l'architecture envisagée, on préférera des solutions compactes voire monolithiques pour gagner en stabilité et en portabilité, la plupart des applications étant de type embarqué.

I.4. Éléments constitutifs du laser et influence sur ses propriétés

Après avoir expliqué brièvement le fonctionnement d'un laser, nous verrons comment ses propriétés d'émission dépendent de la structure de la cavité laser.

I.4.1. Fonctionnement d'un laser

Un laser continu est constitué de trois briques élémentaires que sont le milieu amplificateur, le pompage, qui va fournir l'énergie nécessaire à l'excitation du milieu à gain, et la rétroaction, élément réfléchissant qui ferme la cavité (Figure 1- 4). Les fréquences portées par un tel résonateur forment un spectre discret, on parle alors des fréquences de résonance de la cavité.

Une condition nécessaire au déclenchement de l'oscillation laser est l'égalité entre le gain et les pertes de la cavité, ces dernières étant notamment dues à la transmission partielle des miroirs. Ainsi, en fonction du niveau des pertes, le gain à fournir sera plus ou moins élevé pour atteindre le seuil laser. Or, le gain du milieu amplificateur dépend de la longueur d'onde. Ainsi, comme on peut le voir sur la Figure 1- 8, seules les fréquences de résonance de la cavité dont le gain est supérieur aux pertes sont susceptibles d'exister dans le spectre d'émission. Cette sélection fréquentielle est appelée filtrage par le gain.

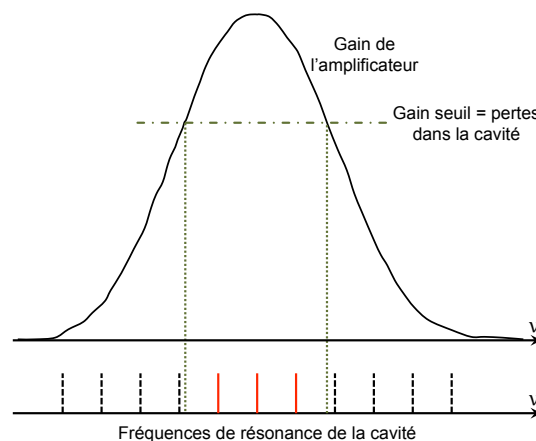


Figure 1- 8 : Schéma du processus de filtrage par le gain dans une cavité laser. Les fréquences de résonance en trait plein rouge sont les fréquences autorisées.

La distribution spectrale du signal laser généré va alors résulter à la fois des caractéristiques spectroscopiques de l'amplificateur et de l'architecture de la cavité.

I.4.2. Influence du milieu amplificateur

En fonction du matériau qui forme le milieu amplificateur (MA), les caractéristiques des spectres d'émission sont modifiées. De fait, l'étendue du spectre d'émission du laser sera toujours limitée par la plage d'amplification du matériau. Nous présentons ci-dessous quelques MA parmi les plus utilisés.

I.4.2.1. Gaz basse pression

Les MA à gaz tels que présents dans les lasers He-Ne, CO₂ ou encore excimères présentent des raies d'émission très fines. Cependant, du fait de l'agitation thermique, il existe un élargissement doppler du spectre. Ainsi, la vitesse des particules étant liée à la température du gaz, plus cette dernière est élevée, plus les différences de vitesse sont grandes, et plus les raies sont larges [28]. Ce phénomène peut conduire à des élargissements Doppler 100 fois plus grands que l'élargissement naturel dû au principe d'indétermination d'Heisenberg. A cet effet, s'additionne un possible élargissement collisionnel dû à une légère modification des transitions énergétiques lors de la collision entre particules, et dont la grandeur dépend de la densité de gaz. On observe classiquement des largeurs spectrales de l'ordre de quelques gigahertz [22].

I.4.2.2. Liquides

Le premier laser liquide a été conçu par Peter Sorokin chez IBM en 1966, et émettait des impulsions dans le visible. Dans ce type de lasers, le MA est constitué de colorants organiques en solution. Ce sont des lasers large bande. Certains, par exemple, couvrent tout le spectre du visible et de l'ultra-violet [29], [30].

I.4.2.3. Cristaux

Les cristaux utilisés comme MA sont formés d'une matrice cristalline, comme le saphir, et d'un élément dopant qui permet l'amplification, comme l'ion titane Ti³⁺ par exemple. Le tout premier laser de Maiman était un laser à rubis dopé avec des ions chrome. L'un des lasers cristallins les plus utilisés aujourd'hui est le YAG (Yttrium Aluminum Grenat) dopé avec l'ion terre rare Néodyme émettant à la longueur d'onde 1064 nm. Les raies d'émission des lasers à cristaux dépendent principalement du dopant utilisé mais aussi de la position de l'atome dans la maille cristalline. La matrice influe donc sur le spectre d'émission de l'ion dopant. Ce type de MA présente généralement des largeurs spectrales d'émission de l'ordre de quelques centaines de gigahertz [22].

I.4.2.4. Milieux amorphes

Le MA peut aussi être un matériau amorphe, comme un verre dopé avec des terres rares. Un matériau amorphe est un solide caractérisé par son absence d'organisation à moyenne et longue distance. Ainsi, en fonction de son environnement, chaque atome dopant a une réponse spectrale différente. Par rapport aux cristaux, cela correspond à un élargissement des niveaux atomiques et à des spectres d'émission continus larges (de l'ordre de la centaine de nm soit plusieurs térahertz) [31].

I.4.2.5. Semi-conducteurs

La plupart des MA décrits précédemment sont pompés optiquement. Les lasers à semi-conducteurs sont eux généralement alimentés par un pompage électrique. Ce sont les lasers très utilisés du fait de leur rendement élevé, de leur simplicité d'utilisation, de leur compacité et de leur coût. On les retrouve notamment dans les lecteurs CD dès 1982, dans les pointeurs laser, pour les télécommunications optiques ou encore comme source de pompage optique pour d'autres lasers. Cependant, leur plage de gain est très étendue à cause de leur structure de bande quasi-continue. Il en existe qui émettent dans le visible, ainsi que le proche et le moyen infra-rouge [32].

Ainsi, le choix du milieu amplificateur va déterminer les longueurs d'onde accessibles pour l'émission laser, et posera une première contrainte quant à la forme du spectre. La constitution de la cavité laser, lors de la mise en place de la rétroaction, impose également un filtrage en fréquence et va donc aussi influencer sur le spectre d'émission.

I.4.3. Types de cavité

Les cavités les plus utilisées sont de type Fabry-Perot, à réseau de Bragg, ou encore en anneaux mais ce ne sont pas les seules. Il est également possible d'utiliser les phénomènes de rétrodiffusion comme l'effet Brillouin, notamment dans les fibres, pour constituer la cavité. On se concentrera sur les cavités de types Fabry-Perot et à réseau de Bragg.

I.4.3.1. Fabry-Perot

Une cavité de type Fabry-Perot, du nom de Charles Fabry et Alfred Perot, est formée de deux miroirs parallèles, dont un au moins est partiellement réfléchissant. On représente ci-dessous (Figure 1- 9) le trajet emprunté par la lumière à l'intérieur de la cavité, avec ses variations de phase et d'amplitude. On s'intéresse alors à la transmission d'une telle cavité.

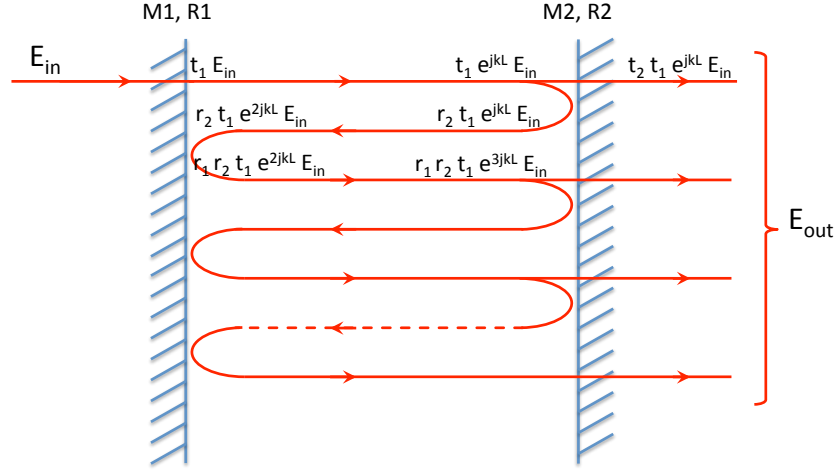


Figure 1- 9 : Représentation schématisée des réflexions subies par un champ électromagnétique à l'intérieur d'un résonateur Fabry-Perot. E_{out} est la somme de tous les rayons sortants.

Après une infinité d'aller-retour, le champ en sortie de la cavité s'exprime :

$$E_{out} = (E_{in} t_1 t_2 e^{jkl}) / (1 - r_1 r_2 e^{2jkl}) \quad (1. 1)$$

avec E_{in} l'amplitude du champ électrique en entrée du résonateur, r_i et t_i les coefficients de réflexion et de transmission complexes des miroirs M_i respectivement, tel que $i \in (1, 2)$; $k = 2\pi/\lambda$ le module du vecteur d'onde du champ électromagnétique de longueur d'onde λ dans le milieu, et L la longueur de la cavité. On peut alors exprimer la transmission en puissance T_{FP} d'une cavité Fabry-Perot dite « passive », i.e. sans perte ni amplification :

$$T_{FP} = \frac{(1 - |r_1|^2) (1 - |r_2|^2)}{(1 - r_1 r_2)^2 + 4 r_1 r_2 \sin^2(kL)} \quad (1. 2)$$

Apparaît très clairement dans cette expression la dépendance de la fonction de transfert du résonateur avec les réflectivités des miroirs, la longueur de la cavité et la longueur d'onde. La

Figure 1- 10 représente la transmission d'une telle cavité en fonction de la fréquence $\nu = kc/2\pi$, avec c la vitesse de la lumière dans le milieu, pour différentes valeurs de réflectivité des miroirs.

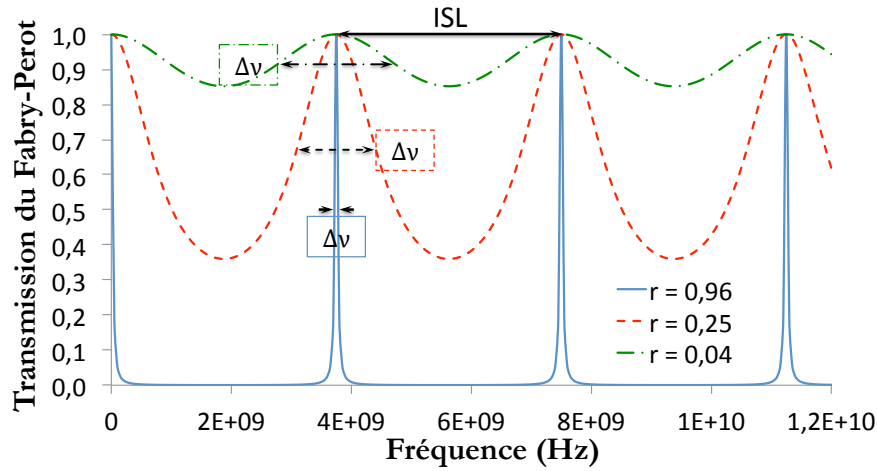


Figure 1- 10 : Figures de transmission d'une cavité Fabry-Perot de longueur $L = 4$ cm en fonction de la fréquence, pour différentes réflectivités des miroirs 1 et 2 ($r = r_1 r_2$). L'intervalle spectral libre (ISL) est représenté pour cette cavité, c'est l'intervalle $c/2nL$ entre deux modes de la cavité. Les trois double-flèches indiquent la largeur spectrale à mi-hauteur des pics de transmission pour chaque r .

On remarque que cette cavité se comporte comme un filtre en fréquence, avec l'existence de maxima de transmission correspondant à la relation $L = p \lambda/2$, avec $p \in \mathbb{N}^*$ et $\lambda = \lambda_0/n$, où n est l'indice de réfraction du milieu de propagation et λ_0 la longueur d'onde dans le vide. On définit l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité comme l'intervalle fréquentiel qui sépare deux fréquences de résonance de la cavité. Cette grandeur s'exprime $ISL = c_0/(2nL)$ faisant ainsi apparaître la dépendance avec la longueur L de la cavité. Ainsi, plus la cavité est longue, plus elle accueillera de fréquences de résonance dans une plage de fréquences donnée.

Une cavité peut être qualifiée par son facteur de qualité $Q = \nu_0/\Delta\nu$, avec $\Delta\nu$ la largeur spectrale à mi-hauteur d'un pic de résonance de fréquence centrale ν_0 . Ainsi, plus la résonance est localisée, plus le facteur de qualité est élevé, et plus la cavité est considérée comme sélective. Le facteur de qualité d'une cavité Fabry Perot peut s'écrire en fonction de l'ISL selon l'expression $Q = \nu_0 \mathcal{F}/ISL$ avec $\mathcal{F} = ISL/\Delta\nu$ la finesse de la cavité. Une modification de la réflectivité des miroirs d'une cavité de longueur L fixée induit une modification de la largeur $\Delta\nu$ (Figure 1- 10).

I.4.3.2. Réseau de Bragg

I.4.3.2.1. Description et modélisation

La rétroaction peut s'obtenir en utilisant un miroir de Bragg formé par l'alternance de deux milieux d'indices de réfraction différents n_1 et n_2 . Lors de la propagation d'une onde électromagnétique à travers le réseau, il y aura réflexion de Fresnel à chaque interface comme schématisé sur la Figure 1- 11. On parle alors de réflecteur distribué.

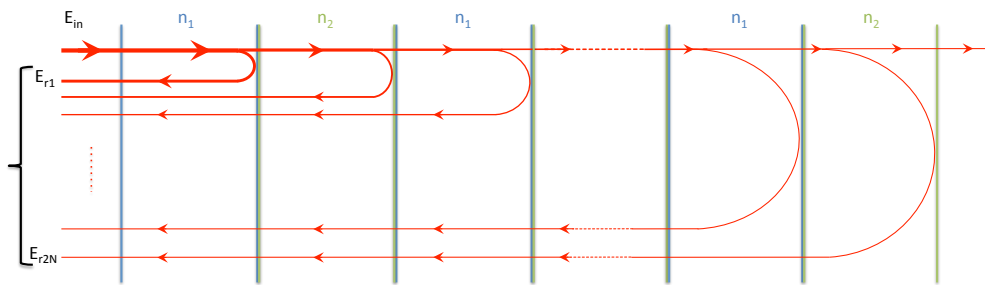


Figure 1- 11 : Représentation schématique des réflexions aux interfaces dans un miroir de Bragg et la condition de phase entre l'entrée et les différentes réflexions.

L'onde incidente est fortement réfléchie lorsque l'ensemble des réflexions dues à chacune des interfaces du réseau interfèrent de façon constructive entre elles. A contrario, la transmission du miroir de Bragg sera maximale si les interférences sont destructives. Ainsi, la figure de transmission d'un réseau de Bragg dépend de la nature des interférences, et donc de la longueur d'onde du champ incident. Le comportement passif d'un tel résonateur, i.e. dans un milieu sans perte ni amplification, est représenté sur la Figure 1- 12.

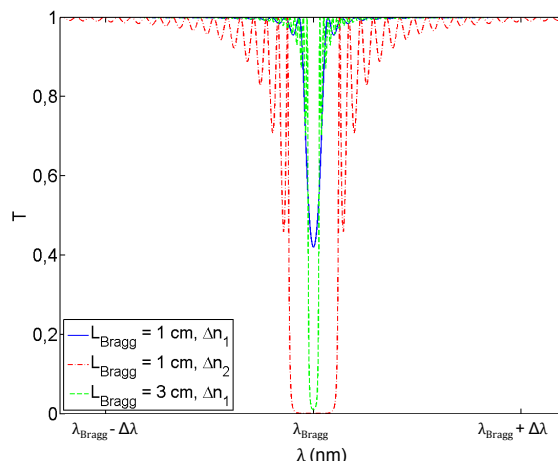


Figure 1- 12 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde, dans un milieu sans perte ni amplification, avec $\Delta n_2 > \Delta n_1$.

La sélectivité du miroir est déterminée par la largeur à mi-hauteur du pic de réflexion : c'est la bande interdite du réseau de Bragg. Elle peut être accrue en augmentant la taille du réseau, i.e. en multipliant le nombre de couches. En effet, plus il y a d'interfaces, plus il y a d'ondes réfléchies, et plus la condition d'interférence constructive est stricte : il y a donc réduction de la bande interdite du réseau. Ainsi, un miroir de Bragg est un filtre fréquentiel beaucoup plus performant qu'une cavité Fabry-Perot. La longueur d'onde centrale λ_{Bragg} de la bande de réflexion, dite « longueur d'onde de Bragg », est quant à elle fixée par l'indice et l'épaisseur des couches qui forment le miroir. Par ailleurs, allonger le réseau augmente aussi la réflectivité, de même qu'une modification de la différence d'indice $\Delta n = |n_1 - n_2|$ entre les deux milieux. La réflexion de Fresnel à l'interface est, en effet, plus importante pour des Δn plus grands.

Deux types de cavité à réflecteurs distribués sont utilisées : les cavités à miroirs de Bragg distribués (Distributed Bragg Reflectors, DBR) et les cavités à rétroaction distribuée (Distributed Feedback Bragg-gratings, DFB).

I.4.3.2.2. Cavité DBR

Une cavité DBR est constituée de deux miroirs de Bragg encadrant le MA. Il s'agit donc d'une cavité de type Fabry-Perot dont les miroirs sont remplacés par des réseaux de Bragg de sélectivité $\delta\nu$. On définit l'ISL de la cavité ainsi formée de la même façon, i.e. en fonction de la longueur de la cavité encadrée par les miroirs de Bragg. Cependant, le nombre de fréquences de résonance portées par la cavité DBR est plus faible que pour une cavité Fabry-Perot de même

longueur. En effet, seules les fréquences de résonance comprises dans l'intervalle $\delta\nu$ peuvent exister dans la cavité

De telles cavités sont généralement formées en utilisant des réseaux de Bragg insolés sur des fibres optiques [33], [34], ou encore gravés ou déposés sur le substrat (Figure 1- 13).

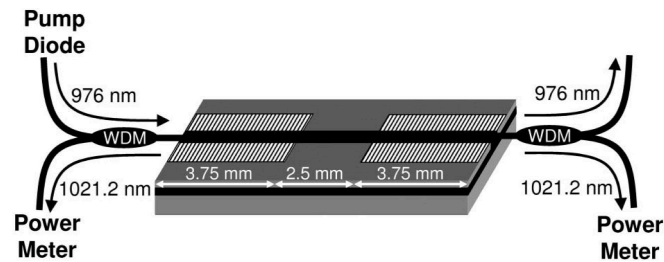


Figure 1- 13 : Laser DBR Ytterbium en optique guidée sur substrat d'alumine [35].

I.4.3.2.3. Cavité DFB

Dans une cavité DFB, le réseau de Bragg est situé sur le MA. C'est donc sa caractéristique active qui va déterminer le spectre d'émission. L'émission laser dans une telle cavité a lieu pour les fréquences proches des deux maxima de transmission qui encadrent la résonance à λ_{Bragg} [36]. Ceux-ci seront d'autant plus proches que la bande interdite est étroite. L'obtention d'une unique fréquence d'émission est rendue possible par la mise en œuvre d'un saut de phase, i.e. d'une rupture de la périodicité localisée au milieu du réseau.

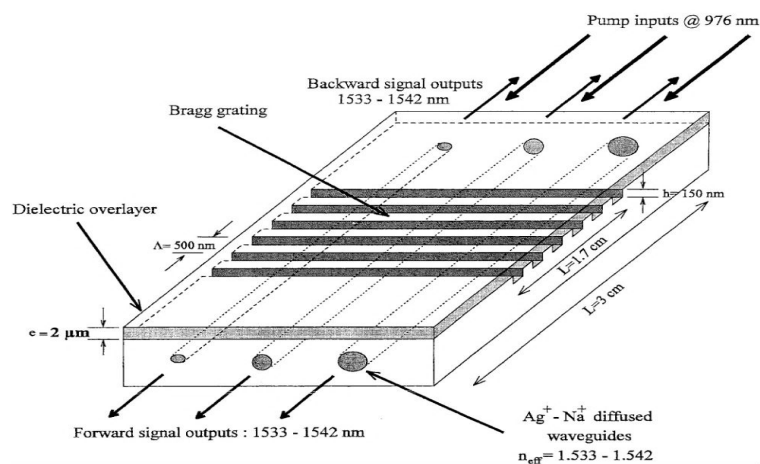


Figure 1- 14 : Laser DFB erbium/ytterbium en optique guidée sur substrat de verre phosphate [37].

I.4.3.2.4. Limites

Les cavités à réseau de Bragg, et les DFB en particulier, sont les plus sélectives en fréquences. Elles permettent d'obtenir des spectres d'une très grande pureté [38]. Une autre façon d'y parvenir est la mise en œuvre d'une cavité Fabry-Perot comprenant un unique mode longitudinal (cf. microlasers). La finesse spectrale d'un laser ne peut cependant pas être infinie. Cette limitation a été établie par Schawlow et Townes [12] avant même la réalisation expérimentale du premier laser en 1960. En considérant une cavité idéale, i.e. parfaitement stable et pompée avec une source parfaitement stable elle aussi, la largeur spectrale demeure non nulle. En effet, subsiste le bruit dû à l'émission spontanée, qui provoque des variations aléatoire d'amplitude et de phase du mode laser. Ces photons sont émis dans le mode laser, mais ont une relation de phase aléatoire avec le signal laser stimulé. Ils engendrent alors une perte de cohérence temporelle et donc un élargissement spectral de quelques kilohertz pour des puissances de sortie de l'ordre du milliwatt [12]. Expérimentalement, la limite de Schawlow-Townes est rarement atteinte. En effet, des paramètres tels que la stabilité mécanique de la cavité ou les fluctuations de la puissance de pompe peuvent induire un élargissement spectral via, respectivement, un changement des conditions de résonance de la cavité ou de la gigue temporelle. Ces élargissements peuvent atteindre des valeurs très grandes devant la limite de Schawlow-Townes.

À partir de cette revue des principaux MA et cavités laser, nous allons désormais nous pencher sur les moyens d'obtenir un fonctionnement impulsionnel.

I.5. Laser impulsionnel

L'objectif étant d'augmenter la puissance de sortie du laser, on ne mentionnera pas les solutions d'obstruction périodique de la sortie d'un laser continu. On s'intéressera davantage aux dispositifs permettant d'emmagasiner de l'énergie à l'intérieur de la cavité et de la libérer périodiquement, en utilisant un modulateur intra-cavité. Ce dernier peut être activé via un contrôle électronique, on parle alors de « modulation active ». Il existe également des modulateurs de pertes ne nécessitant pas d'action extérieure, il s'agira de « modulation passive » qui permet la mise en œuvre de dispositifs plus simples et plus compacts. Nous nous focaliserons dans cette partie sur cette technique d'obtention d'un régime impulsionnel. Dans cette perspective, les impulsions laser peuvent principalement être obtenues par deux fonctionnements complètement différents dits « déclenché » et à « verrouillage de modes ». Nous allons présenter chacun d'eux.

I.5.1. Fonctionnement à verrouillage de modes passif

I.5.1.1. Principe

Pour comprendre le fonctionnement d'un laser à verrouillage de modes, on considère une cavité de type Fabry-Perot dans laquelle M fréquences de résonance, i.e. M modes longitudinaux de la cavité, coexistent avec des phases indépendantes les unes des autres. Lorsque N de ces modes, avec $N < M$, sont verrouillés en phase, c'est à dire que la relation de phase entre les N différentes fréquences est déterminée, celles-ci se comportent comme les composantes de la série de Fourier d'une fonction périodique et se manifestent en un train d'impulsions périodiques. Plus N est grand, plus l'impulsion est courte, et plus la puissance portée par ces modes est importante, conduisant à une puissance crête N fois supérieure à la puissance délivrée par l'ensemble des modes non synchronisés. Le verrouillage de modes, ou Mode Locking (ML), permet donc d'augmenter la puissance de sortie par rapport à un laser continu, en concentrant l'énergie dans des impulsions courtes, mais nécessite l'existence de plusieurs fréquences dans la cavité et procède donc d'une perte de cohérence temporelle.

Le ML passif peut être obtenu en utilisant un absorbant saturable, matériau qui restera opaque tant que la puissance ne sera pas supérieure à son seuil de transparence, et qui privilégiera donc la transmission des impulsions verrouillées en phase.

I.5.1.2. Ordre de grandeur des durées d'impulsions et spectres associés

Pour une cavité en régime ML fondamental (une seule impulsion dans la cavité), la période de répétition d'émission des impulsions T_{rep} correspond au temps d'aller retour dans la cavité, tel que $T_{\text{rep}} = t_{A/R} = 1/ISL$, et varie donc beaucoup en fonction de la technologie utilisée (plusieurs mètres dans les fibres, quelques centimètres à quelques centaines de microns en optique intégrée). Les durées caractéristiques des impulsions s'étendent de quelques dizaines de femtosecondes à plusieurs picosecondes (Figure 1- 15b et d).

Le spectre en fréquence d'un train d'impulsions ML consiste en un peigne de fréquences espacées de l'ISL de la cavité laser (Figure 1- 15c). On constate que le spectre en longueur d'onde est large de l'ordre de quelques nanomètres. En effet, la présence de plusieurs fréquences dans le spectre, nécessaire à la mise en place du fonctionnement ML, implique, par définition, un large spectre d'émission (Figure 1- 15).

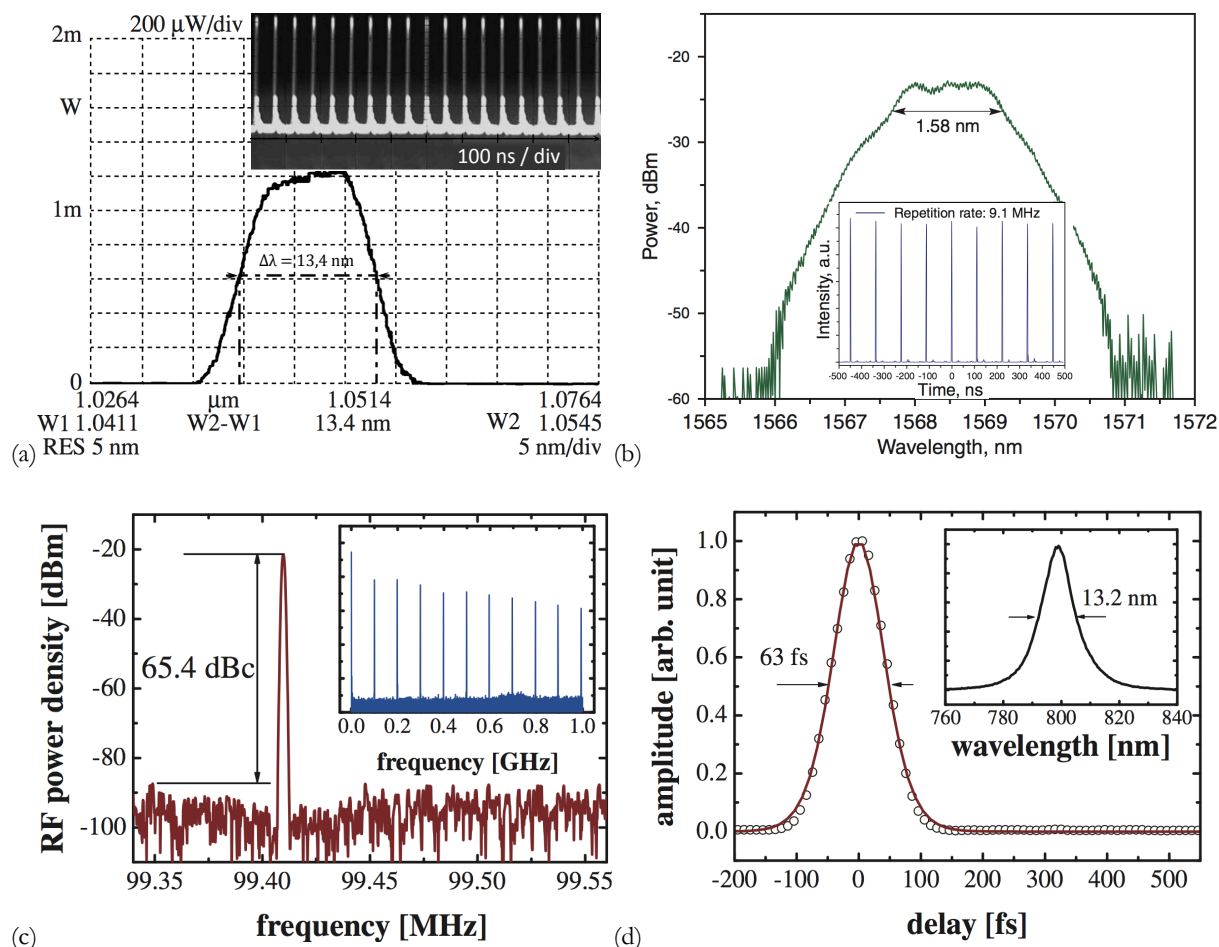


Figure 1- 15 : Exemples de comportements temporel et fréquentiel de trois lasers passivement ML. a) Spectre en longueur d'onde d'un laser en anneau à fibre dopée ytterbium dont le ML est obtenu par contrôle de la polarisation. Insert : Train d'impulsions de durée μ s du laser ML [39]. b) Spectre en longueur d'onde d'un laser en anneau à fibre dopé erbium, dont l'absorbant saturable est du graphite. Insert : Train d'impulsions de durée 1,67 ps du laser ML [40]. c) et d) Caractéristiques spectrales et temporelles d'un laser Titane-Saphir, en cavité Fabry-Perot étendue, de puissance crête 480 mW, et dont l'absorbant saturable est du graphène [41]. c) Spectre Radiofréquence (RF) du train d'impulsions de taux de répétition 99,4 MHz. Insert : Peigne de fréquences RF sur un span de 1 GHz, où l'on retrouve l'ISL de 99,4 MHz. d) Trace d'autocorrélation du train d'impulsions ML. Insert : Spectre en longueur d'onde associé.

Le spectre d'un laser ML est composé de plusieurs fréquences. Ce type de laser n'est donc pas destiné à des applications requérant des émissions puissantes centrées autour d'une unique fréquence. Il s'agira plutôt d'étudier des phénomènes rapides, ou de fournir, via les peignes de fréquences, un instrument de métrologie fiable. L'horloge attoseconde, qui est la plus précise jamais élaborée, est réalisée à partir de lasers ML femtosecondes [42], [43].

I.5.2. Fonctionnement déclenché passif

I.5.2.1. Principe

Le fonctionnement déclenché est aussi appelé Q-Switching (QS), avec Q le facteur de qualité de la cavité. Ce dernier est modifié via une commutation des pertes d'un état « off » élevé, tel que le gain augmente dans la cavité, vers un état « on », conduisant à l'émission d'une impulsion laser. Lorsque l'on travaille en QS passif, cette commutation est assurée par un matériau absorbant saturable (AS), i.e. dont la transmission dépend de l'intensité du flux de photons dans la cavité. Il est opaque dans l'état « off », qui correspond à un faible flux lumineux dans la cavité, et transparent dans l'état « on », pour un flux lumineux élevé. La différence de transmission de l'AS entre les états « on » et « off » est appelée profondeur de modulation. La puissance nécessaire au passage vers l'état « on » est appelée puissance de saturation (cf. chapitre 3).

Comme pour le ML, le QS passif augmente la puissance de sortie instantanée par rapport à un laser continu, en concentrant l'énergie dans des impulsions, mais procède par là même d'un élargissement spectral, dû à la relation de Fourier entre temps et fréquence. Cependant, son fonctionnement n'étant pas basé sur l'existence de plusieurs modes longitudinaux, une émission monofréquence est envisageable.

I.5.2.2. État de l'art des absorbants saturables

L'absorbant saturable (AS) est le modulateur qui permet la mise en œuvre d'un régime impulsionnel. Dans la suite, on s'intéresse aux AS associés à un laser ytterbium en fonctionnement déclenché rapportés dans la littérature.

L'absorbant saturable le plus utilisé est le cristal de YAG dopé chrome(IV) [44], [45]. Celui-ci est inséré dans la cavité, à la suite du MA, de sorte que l'interaction est transverse au flux de photons, et donc au champ. Le cristal Cr^{4+} :YAG est utilisé lors de la réalisation de lasers de volume [46]–[48], tels que des microlasers [49], ou bien en association avec une fibre optique dopée ytterbium [50], [51]. Cet AS présente une faible intensité de saturation et permet l'obtention de fortes puissances crête.

Un absorbant saturable très utilisé depuis une vingtaine d'années est le miroir de Bragg saturable (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) [52]. Ce composant à base de

semi-conducteurs allie les fonctions de miroir, dont les caractéristiques dépendent de l'empilement de Bragg (Figure 1- 16), et d'absorbant saturable, dont la profondeur de modulation est fonction de l'épaisseur d_{sat} . Placé en bout de cavité, perpendiculairement au faisceau, il peut être associé à tout type de MA [53]–[55] et de longueurs d'onde de travail [56]–[59]. En effet, différents matériaux semiconducteurs peuvent être utilisés comme AS, permettant une grande gamme de longueur d'onde de fonctionnement. Les SESAM sont utilisés dans des lasers ML [60], [61] ou QS [54], [62]. Par ailleurs, la conception d'un SESAM permet suffisamment de liberté pour pouvoir ajuster indépendamment l'intensité de saturation et la profondeur de modulation, tout en limitant son épaisseur, de telle sorte qu'il puisse être utilisé dans des micro-lasers [53], [62], [63], sans allongement sensible de la cavité.

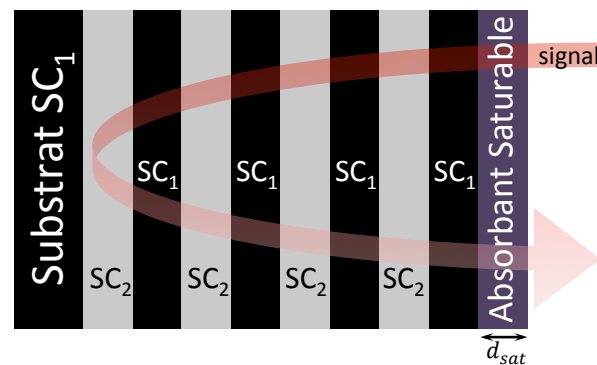


Figure 1- 16 : Structure d'un SESAM. SC₁ et SC₂ et l'absorbant saturable sont des semi-conducteurs différents.

Hormis les AS de volume, il existe également des fibres dopées avec des terres rares telles que le thulium, le samarium et l'holmium [64]–[67], ou bien avec des métaux comme le chrome(IV) [68] ou le bismuth [69], qui sont compatibles avec la mise en œuvre d'un laser ytterbium passivement déclenché. Les pertes saturables introduites dépendent alors du dopage et de la longueur de la fibre ainsi que de la taille du mode guidé. L'avantage de tels AS est la possibilité de réaliser des sources dont les éléments constitutifs sont intrinsèquement alignés, puisque le champ est guidé tout au long de la propagation. Ainsi, contrairement aux AS de volume, la forme du mode est contrôlée et aucune optique de focalisation n'est requise. Ces caractéristiques permettent une grande variété d'applications. Cependant, la fragilité des soudures qui lient les fibres optiques entre elles peut nuire à la fiabilité de ce type de sources.

Plus récemment, le caractère absorbant saturable des variétés allotropiques du carbone que sont le graphène et les nanotubes mono-paroi, a été exploré, menant à la réalisation de

sources lasers déclenchées. Contrairement au graphène, qui a un spectre d'absorption large bande [70], la plage de fonctionnement des nanotubes de carbone est étroite, et directement liée à leur diamètre intérieur [71]–[73]. Les travaux présentés dans la littérature rapportent de nombreuses façons d'utiliser le graphène et son oxyde : déposé sur un miroir plan [74], intercalé entre deux fibres [75], maintenu par un support sur lequel le faisceau laser est focalisé [76], et même mêlé à du chrome afin de former un AS composite [77]. Dans chacun des cas, l'interaction est transverse au faisceau de signal dans la cavité et limite l'intégration de l'AS à l'exception de la technique consistant à déposer le matériau directement sur le connecteur à l'extrémité d'une fibre. Cette technique est d'ailleurs utilisée pour déposer l'isolant topologique (comportement proche d'un semi-conducteur) Bi_2Se_3 comme décrit dans l'article reportant pour la première fois la réalisation du premier laser ytterbium déclenché par ce type d'AS [78].

Concernant les nanotubes de carbone (Carbon NanoTubes, CNT), on dénombre deux types d'interactions : transverse et longitudinale. Dans le premier cas, on retrouve la technique expliquée plus haut où l'AS est coincé entre deux fibres [79]. Dans le second cas, l'AS, formé d'un film polymère dopé CNT, est déposé sur un guide d'onde et interagit avec la partie évanescente du champ [80], comme le proposait pour la première fois R. Salas-Montiel et al. [81] en déposant un polymère dopé avec un colorant AS sur verre dopé Néodyme. La profondeur de modulation est alors modifiée en faisant varier la concentration en CNT dans le film.

Chacun des AS ici recensés possède les qualités suffisantes à l'obtention d'un comportement Q-switch lorsqu'associé à une cavité laser ytterbium. On remarque que l'on peut intégrer l'AS dans la cavité laser selon deux modes d'interaction : transverse et longitudinale. Dans une cavité utilisant un guide d'onde comme MA, on peut retrouver ces deux configurations (Figure 1- 17).

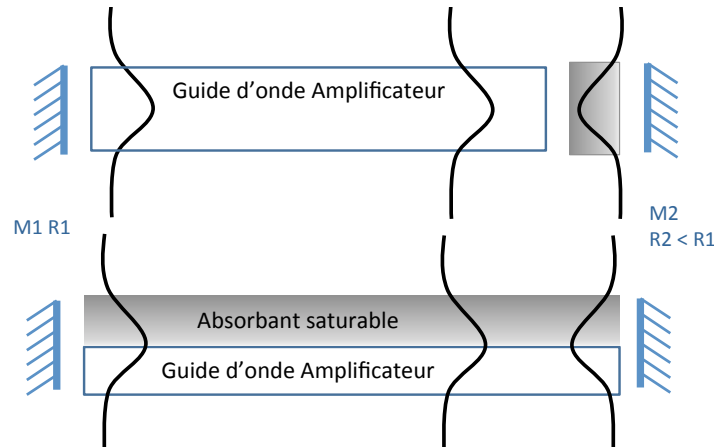


Figure 1- 17 : Cavités présentant un modulateur intracavité en interaction transverse (en haut) et longitudinale (en bas). M1 et M2 sont des miroirs de réflectivité $R1$ et $R2$.

Pour le premier type d'interaction, l'intégralité du faisceau interagit avec l'AS. De ce fait une faible épaisseur de matériau AS est généralement suffisante pour obtenir le fonctionnement déclenché. Par contre, le matériau étant exposé à de fortes puissances surfaciques, il convient d'être particulièrement attentif à la valeur du seuil d'endommagement.

Pour la seconde configuration, on parle d'interaction distribuée. En effet, l'AS interagit avec une partie du mode guidé pendant la propagation. Ceci fait apparaître un nouveau paramètre libre : le facteur d'interaction Γ qui quantifie la part du champ électromagnétique qui interagit avec le substrat. Pour compenser l'interaction réduite avec l'AS, on augmente la longueur de celui-ci. Cette faible interaction a également pour effet de limiter le risque de dégradation du matériau AS.

I.5.2.3. Ordre de grandeur des durées d'impulsions et spectres associés

Les lasers dont le fonctionnement impulsionnel est obtenu par la mise en place d'un fonctionnement QS passif sont largement étudiés. Leurs performances varient en fonction de la technologie utilisée, du type de cavité et du milieu amplificateur employé. La Figure 1- 18 présente trois exemples [47], [54], [81] de lasers QS, de type Fabry-Perot, dont les caractéristiques spectrales et temporelles sont représentatives de cette catégorie de laser.

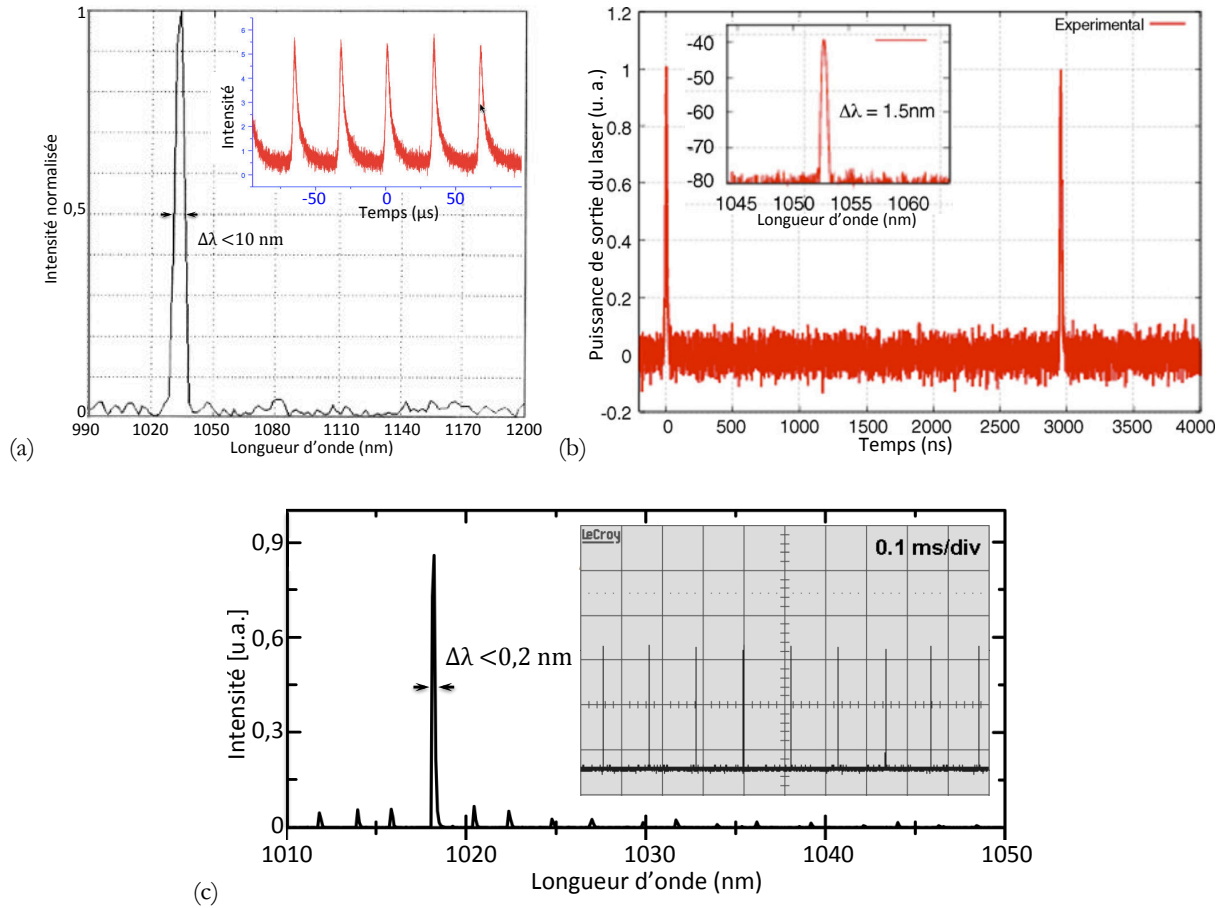


Figure 1- 18 : Exemples de comportements temporel et fréquentiel de trois lasers passivement déclenchés. a) Spectre en longueur d'onde d'un laser à fibre double-gaine dopée ytterbium, de puissance crête 0,2 W, et dont l'absorbant saturable est un SESAM. Insert : Train d'impulsions de durée 3 μ s du laser QS [54]. b) Train d'impulsions de durée 10 ns d'un laser réalisé en optique intégrée sur verre phosphate dopé néodyme, de puissance crête 1 W, et dont l'absorbant saturable est un colorant organique (BDN) [81]. Insert : Spectre en longueur d'onde du laser QS. c) Spectre en longueur d'onde d'un laser à cristal NaGd(WO₄)₂ dopé ytterbium, de puissance crête 4,67 kW, et dont l'absorbant saturable est un cristal YAG dopé Cr⁴⁺ [47]. Insert : Train d'impulsions de durée 30 ns du laser QS.

Les durées d'impulsion sont généralement de l'ordre de la nanoseconde jusqu'à la microseconde. Les fréquences de répétition observées varient entre quelques kilohertz et quelques mégahertz. Les spectres rapportés sont plus fins que pour les lasers à blocage de mode. Ceci est à relier aux durées d'impulsions, plus grandes pour le QS.

Dans la section suivante, nous proposons un état de l'art centré sur les sources laser déclenchées et leurs caractéristiques spectrales.

I.6. Etat de l'art des lasers impulsionnels mono-fréquence

I.6.1. Optique de volume

Les lasers réalisés en optique de volume sont essentiellement des lasers solides à base de cristaux dopés avec des ions terres rares, leur représentant le plus commun étant le laser Nd:YAG. Les puissances crêtes délivrées par ce type de laser dépassent souvent le kilowatt pour des durées d'impulsions de l'ordre de quelques nanosecondes à la microseconde. Le Tableau 1- 2 récapitule, en quelques exemples, l'état de l'art des lasers solides QS passif.

Références	MA	AS	Longueur d'onde (nm)	Largeur spectrale (pm)	Durée d'impulsion (ns)	Taux de répétition (kHz)	Puissance crête (W)
[82]	Er:YAG	Cr:ZnSe	1645	NR	61	1,46	5,4 x10 ³
[83]	Er:YAG	Graphène	1645	NR	1,49 x10 ³	74,6	4,7
[84]	Nd:YAG	Cr:YAG	1064	NR	0,337	6	28 x10 ³
[85]	Nd:YLF	V:YAG	1314	NR	135	6,3	6,1 x10 ³
[86]	Tm:LiLuF ₄	Cr:ZnS	1,9 x10 ³	2000	7,6	0,161	166 x10 ³
[87]	Yb:YAG	Cr:YAG	1030	NR	1	19	30 x10 ³
[49]	Yb:YAG	Cr:YAG	1030	NR	0,380	12,4	82 x10 ³
[53]	Yb:YAG	SESAM	1030	NR	0,530	12	1,9 x10 ³
[46]	Yb:Gd ₃ Ga ₅ O ₁₂	Cr:YAG	1026	Multi-mode	5,8	22,2	24,1 x10 ³
[47]	Yb:NaGd(WO ₄) ₂	Cr:YAG	1018	< 200	30	8,3	4,67 x10 ³

Tableau 1- 2 : Exemples de lasers QS passif en optique de volume et leurs performances. Des largeurs spectrales ne sont pas communiquées (NR signifie Non Renseignée).

Les lasers solides peuvent comprendre de nombreux éléments de volume et être ainsi assez encombrants [82], [83], [86] (Figure 1- 19a). Il s'agit donc de cavités peu robustes car sensibles aux vibrations. Une alternative est l'utilisation de microlasers impulsionnels (Figure 1- 19b). Ces lasers de volume [88], [89], qui requièrent l'utilisation d'une optique de couplage pour récupérer le signal par fibre optique, restent néanmoins très compacts. Ils comportent le plus souvent un cristal amplificateur Nd:YAG, et présentent un caractère impulsif obtenu par l'insertion d'un cristal Cr:YAG dans la structure [84], [88], [89]. La cavité, fermée par apposition

de miroirs diélectriques plans en entrée et sortie, délivre des puissances crêtes de quelques dizaines de kilowatts.

Il est possible d'obtenir un comportement monofréquence en réduisant la taille de la cavité [53], ou bien en intégrant un élément sélectif en longueur d'onde [87].

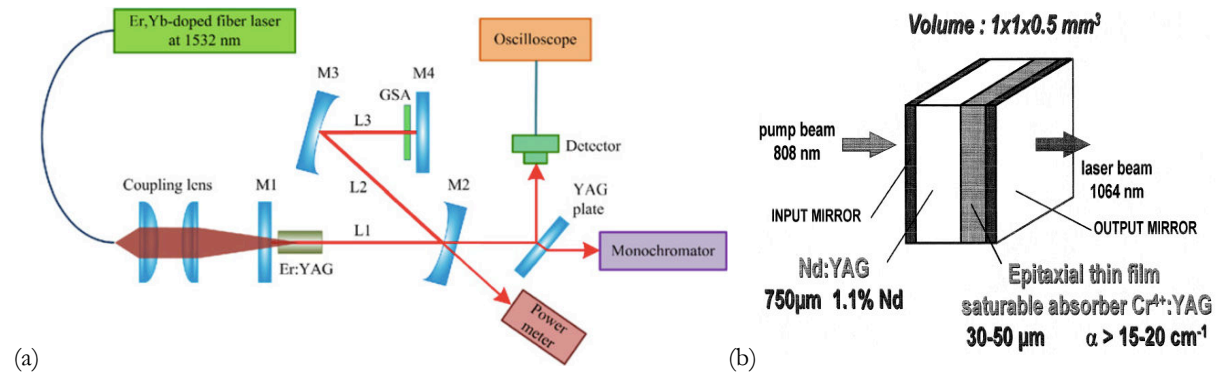


Figure 1- 19 : Cavités laser a) d'un laser QS Er:YAG dont l'absorbant saturable est du graphène [83]. b) d'un microlaser QS Nd:YAG dont l'absorbant saturable est du Cr⁴⁺:YAG[88].

I.6.2. Optique fibrée

On qualifiera de dispositifs fibrés, les lasers dont le milieu amplificateur est une fibre optique, même si ceux-ci incluent des éléments de volume.

Les lasers fibrés sont des sources très attractives pour la variété de leurs propriétés et donc des applications envisagées. Les MA de ce type de dispositifs sont des fibres optiques en verre, le plus souvent silicate, dopé avec des ions terres rares. La rétroaction peut être assurée par des miroirs diélectriques [44], [50], [54], [64], des fibres à réseau de Bragg [66], [90]–[92] ou des réseaux en volume [45], mais aussi par des effets non linéaires tels que la diffusion Brillouin stimulée [93].

Le Tableau 1- 3 récapitule, en quelques exemples, l'état de l'art des lasers fibrés QS passifs. On constate que les puissances délivrées sont plus faibles que celles des lasers solides, mais restent suffisantes pour les applications capteurs considérées plus haut. Les largeurs spectrales sont également plus faibles (jusqu'à 10 pm [64]), grâce au recours au réseau de Bragg.

Références	Terre rare	AS	Longueur d'onde (nm)	Largeur spectrale (pm)	Durée d'impulsion (ns)	Taux de répétition (kHz)	Puissance crête (W)
[90]	Thulium	Graphène	2025	324	$1,08 \times 10^3$	128	0,24
[66]	Erbium	Samarium	1550	50	450	500	0,32
[91]	Néodyme	Chrome	1084	300	3×10^3	84	NR
[92]	Thulium	Ho:YAlO ₃	2117,9	300	23,9	5	$43,5 \times 10^3$
[54]	Ytterbium	SESAM	1033	$< 10 \times 10^3$	3×10^3	29,4	0,21
[44]	Ytterbium	Cr:YAG	1033	400	0,490	2,6	375×10^3
[45]	Ytterbium	Cr:YAG	1063,9	< 30	40	250	$1,8 \times 10^3$
[64]	Ytterbium	Thulium	1065	10	$1,1 \times 10^3$	98,1	13,7

Tableau 1- 3 : Exemples de lasers QS passif en optique fibrée et leurs performances. Les absorbants saturables des références [66], [91] et [64] sont des fibres dopées avec la terre rare mentionnée. NR signifie Non Renseignée.

I.6.3. Optique intégrée

L'optique intégrée utilise les procédés développés en micro-technologie, pour intégrer sur un même substrat différentes fonctions optiques, notamment par le biais de l'optique guidée.

La brique de base de l'optique intégrée est le guide d'onde qui se définit comme une structure qui confine la lumière dans une ou deux directions de l'espace, la troisième direction étant appelée « direction de propagation ». Différentes structures de guides d'onde, associées à différentes technologies, sont possibles selon que l'on souhaite utiliser des matériaux d'indices de réfraction différents, ou bien modifier localement l'indice du substrat.

Une technique utilisée pour la réalisation de guides dits à « saut d'indice » est le dépôt d'une couche mince par épitaxie [94], dépôt en phase vapeur [95], [96], hydrolyse à la flamme [97] ou solgel [98]–[100], puis la gravure de celle-ci pour obtenir des structures telles que représentées sur la Figure 1- 20a. Ce type de structure peut également être obtenu à partir de guides en polymère [101].

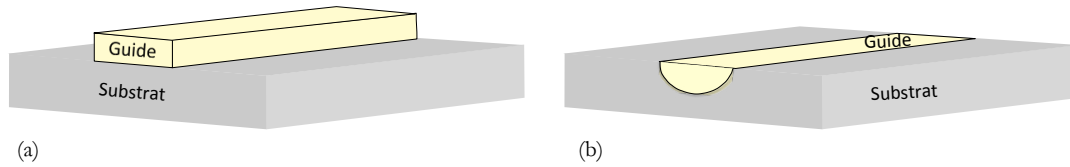


Figure 1- 20 : Deux types de guides canaux. a) À saut d'indice. b) À gradient d'indice.

Outre la technique de gravure, le guidage peut être obtenu par modification locale du substrat. La modification de l'indice du substrat peut se faire selon quatre méthodes principalement : l'écriture laser [102], qui permet notamment la réalisation de structure en trois dimensions [103] grâce à l'énergie libérée localement dans le substrat par des lasers impulsifs femtosecondes [104], [105], c'est une technique rapide et présentant de faibles pertes ; l'implantation ionique qui permet la création d'une couche d'indice de réfraction différent à une profondeur déterminée dans le substrat [106]–[108], mais crée des dommages qui altèrent la qualité de la couche guidante ; la diffusion d'ions, opérée après dépôt d'une couche métallique sur le substrat [109]–[112] ; et enfin, l'échange d'ions (cf. II.) qui permet l'élaboration de guides d'onde à faibles pertes, en substituant une espèce de la matrice du substrat par une autre [113], [114], et dont un cas particulier est l'échange protonique [115]–[119]. Ces quatre méthodes permettent l'obtention de guides dits « à gradient d'indice » (Figure 1- 20b).

À partir de ces technologies, l'optique intégrée permet la réalisation de dispositifs lasers compacts et légers, stables donc plus fiables, et auto-alignés, donc plus simples d'utilisation. C'est donc une optique idéale pour les applications embarquées, sujettes aux vibrations, ou pour les dispositifs sans possibilité de maintenance (applications spatiales, ...). Elle comprend quatre technologies principales respectivement basées sur le niobate de lithium, l'alumine, les matériaux semi-conducteurs et le verre.

- Niobate de lithium

Le niobate de lithium, de formule chimique LiNbO_3 , est un cristal diélectrique transparent sur une plage en longueurs d'onde qui s'étend de 350 nm à 5500 nm. Ce matériau exhibe des propriétés électro-optiques, photoélastiques et non linéaires qui ouvrent le champ à de nombreuses applications. Par ailleurs, la possibilité d'y réaliser des guides d'ondes, par diffusion de titane [111], [120], inscription laser [121], ou par échange protonique [122], alliée à un dopage du LiNbO_3 avec des métaux ou des ions terres rares, permet l'implémentation de fonctions

actives, dont les lasers QS (Tableau 1- 4). Ce sont généralement des lasers déclenchés activement par des modulateurs électro-optiques intégrés dans la cavité tels que des convertisseurs de mode (Figure 1- 21), des Mach-Zehnder [120], ou des coupleurs directionnels [122]. La nécessité d'une alimentation supplémentaire pour le contrôle de la modulation active diminue la compacité de ces lasers. Par ailleurs, au vu de leurs performances spectrales, les designs proposés dans la littérature ne permettent pas de remplir les critères des applications visées.

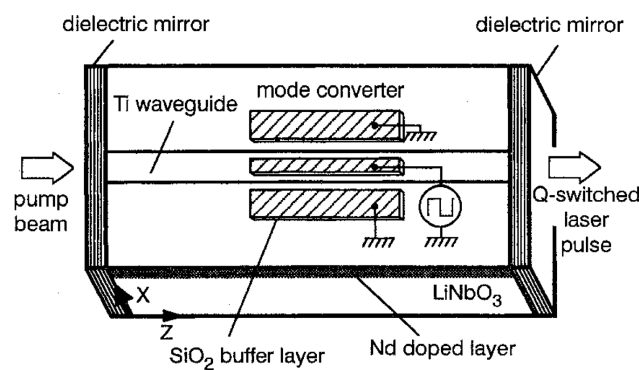


Figure 1- 21 : Laser Néodyme Fabry-Perot, dont le guide d'onde est réalisé par diffusion de titane dans un substrat de niobate de lithium, avec un convertisseur de mode TE/TM électro-optique intégré pour l'obtention du QS [111].

- Semi conducteurs

Les lasers semi-conducteurs sont à base de matériaux à gap direct (généralement des « III-V »), et constituent la famille des diodes lasers. Il en existe de très puissantes mais ce sont usuellement des diodes multi-modes dont le spectre varie avec la température. Ce sont généralement des lasers à cavité FP, mais des cavités à réseau de Bragg peuvent être implémentées pour affiner le spectre [123]–[125] occasionnant alors une baisse sensible de la puissance délivrée (quelques centaines de mW).

Un des premiers lasers impulsionsnels à semiconducteur est une diode laser réalisée de façon monolithique sur un substrat d'arséniure de gallium, qui constitue le MA [126]. Le matériau amplificateur n'est pas excité de façon uniforme. Comme on peut le voir sur la Figure 1- 22b, la diode est séparée en deux sections dont une est polarisée au-dessus de son seuil et l'autre en dessous, de manière à définir respectivement une région amplificatrice et une région absorbant saturable.

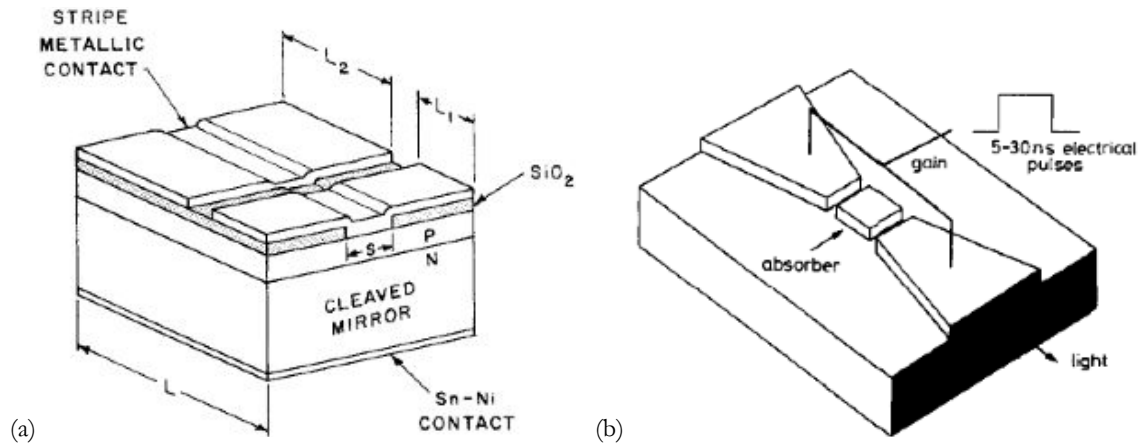


Figure 1- 22 : Exemples de réalisation de lasers impulsionnels passivement déclenchés réalisés sur semiconducteurs. a) Un des premiers lasers QS réalisé sur semiconducteur [126]. b) Exemple de laser « bow-tie » [127].

Les réalisations laser en configuration déclenchée réalisées par la suite reposent généralement sur le même principe de fonctionnement i.e. sur la différence de façon de polariser les zones actives du matériau. Une autre architecture, toujours sur substrat d'arséniure de gallium, proposée en 1994 par Williams et al. [127] est schématisée sur la Figure 1- 22b. La structure en « nœud papillon » (bow-tie en anglais) est séparée en trois régions. L'amplification a lieu dans les deux zones périphériques, polarisées en direct. Leur section varie le long de la propagation pour limiter les risques d'endommagement lié à la forte densité de puissance dans le guide. La région centrale, reliée à la masse agit comme absorbant saturable et permet, par sa géométrie, le contrôle de la forme du faisceau laser. D'autres lasers QS rapportés dans la littérature reprennent l'architecture « bow-tie » en polarisant en inverse la section correspondant à la fonction absorbant saturable [128], ou bien en utilisant différents semiconducteurs à gap direct [129].

Ces lasers monolithiques, fournissent des puissances crête de l'ordre de quelques Watts pour des durées d'impulsion de quelques centaines de picosecondes et des fréquences de répétition de plusieurs centaines de mégahertz (Tableau 1- 4). L'utilisation de différents matériaux semiconducteurs à gap direct permet d'émettre de 700 nm à 1600 nm. En revanche, les largeurs spectrales sont généralement de quelques nanomètres et ne sont donc pas adaptées pour les applications visées.

- Verre dopé terres rares

Le verre est un matériau idéal pour la propagation de lumière, car il est transparent aux longueurs d'onde optiques. Par ailleurs, il est possible de modifier localement son indice de réfraction via les techniques d'échanges d'ions ou d'écriture laser, et de réaliser ainsi des guides d'ondes à faibles pertes. Cela fait de ce matériau un candidat idéal pour la réalisation de dispositifs intégrés en optique guidée. Aussi, la possibilité d'intégrer des terres rares à la matrice vitreuse permet la mise en œuvre de composants actifs intégrés tels que des amplificateurs ou des lasers. Des verres qui présentent un intérêt particulier pour un usage actif sont les verres phosphates (P_2O_5), qui permettent un dopage élevé sans effet parasite, tel que la formation d'amas localisés de dopants dans la matrice vitreuse induisant une perte d'efficacité.

Des lasers QS réalisés grâce à la technologie de l'échange d'ions ont été rapportés [81], [130]. Ce sont des lasers Fabry-Perot réalisés sur verre phosphate dopé Néodyme, dont l'absorbant saturable est un colorant organique (Figure 1- 23). Comme on peut l'observer sur le Tableau 1- 4, ils délivrent une puissance crête de 1 kW avec un spectre d'émission de largeur 5 nm, centré sur la longueur d'onde 1054 nm. Les performances sont donc moins bonnes que pour les fibres optiques en ce qui concerne la finesse spectrale de l'émission laser. Cependant, des lasers continus mono-fréquence d'une très grande pureté spectrale ont été démontrés dès 2003 sur la plateforme technologique du laboratoire [37] avec des largeurs spectrales de l'ordre du kHz (i.e. $\Delta\lambda$ vaut quelques 0,1 fm). Ce sont des lasers DFB émettant à la longueur d'onde 1534 nm, réalisés sur verre phosphate dopé erbium et ytterbium, et destinés aux applications télécom.

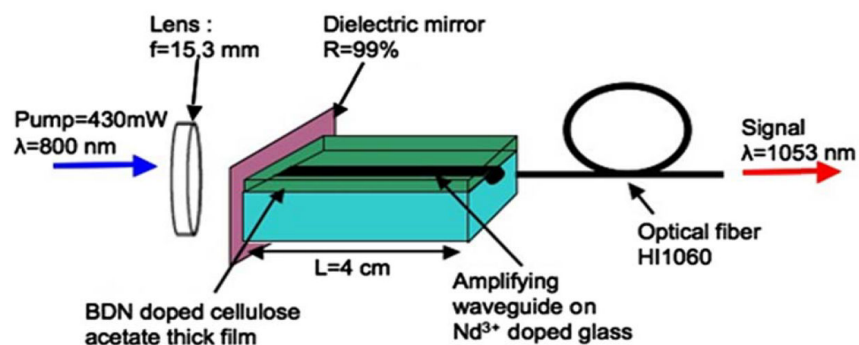


Figure 1- 23 : Lasers Néodyme Fabry-Perot, dont le guide d'onde est réalisé par échange d'ions dans un substrat de verre phosphate, avec un superstrat dopé avec un colorant (BDN) pour l'obtention du QS [130].

Cette plateforme technologique offre donc la possibilité de mettre en œuvre, d'une part des lasers continus d'une grande pureté spectrale, et d'autre part des lasers impulsionnels puissants. Il serait intéressant, d'un point de vue applicatif, de combiner ces deux propriétés. Si l'on est capable de conserver les avantages des deux approches, on devrait en effet atteindre des largeurs spectrales limitées uniquement par la durée des impulsions.

Références	Substrat	MA	AS	λ (nm)	$\Delta \lambda$ (pm)	Durée d'impulsion (ns)	Taux de répétition (kHz)	Puissance crête (W)
[111]	LiNbO ₃	Nd	EOM	1093	NR	26	10	0,023
[120]	LiNbO ₃	Er	EOM	1562	2500	4,3	1	1440
[122]	LiNbO ₃	Nd	EOM	1085	NR	1,5	10	2,5
[131]	Verre	Er/Yb	EOM	1536	500	200	2	13,5
[130]	Verre	Nd	Colorant	1054	5000	1,3	28	1000
[132]	SC	GaAs	GaAs	913	$3 \cdot 10^3$	0,04	400×10^3	7,5
[126]	SC	GaAs	GaAs	880	$3 \cdot 10^3$	0,1	1×10^6	NR
[128]	SC	AlGaIn As	AlGaInAs	1550	$7 \cdot 10^4$	0,1	NR	5
[133]	SC	GaAs	EOM	880	NR	0,1	NR	1
[134]	SC	GaAs/ AlGaAs	Pompe pulsée	880	200	0,020	NR	20

Tableau 1- 4 : Exemples de lasers déclenchés en optique intégrée et leurs performances. EOM est un modulateur électro-optique. SC désigne un substrat Semi-Conducteur. NR signifie Non Renseigné(e).

I.7. Objectif de l'étude

Dans cette étude, on se propose de réaliser un laser impulsionnel intégré, pour des applications capteur, dont le spectre d'émission, centré autour d'une unique fréquence, atteigne une largeur telle que prédite par la théorie de Fourier. Un état de l'art des lasers impulsionnels passivement déclenchés nous a montré qu'aucune réalisation ne répondait à la problématique ici posée, mais présentait des émissions large bande. Des travaux menés précédemment au

laboratoire ont démontré d'une part la faisabilité d'une source laser impulsionnel déclenchée puissante et d'autre part, l'intégration de lasers continus monomodes longitudinaux et atteignant la limite spectrale prédite par Schawlow et Townes. En nous basant sur ces résultats, nous proposons l'intégration monolithique d'un laser monofréquence passivement déclenché. Pour y parvenir, on utilisera la technologie de l'échange d'ions pour réaliser un guide d'onde amplificateur dans un verre phosphate dopé ytterbium. Cette terre rare est notamment sélectionnée pour sa grande efficacité et la simplicité de son diagramme énergétique. La cavité sera fermée par un réseau de Bragg de type DFB, permettant ainsi la sélection en fréquence. Les impulsions seront obtenues par un fonctionnement QS passif et donc par l'adjonction d'un absorbant saturable dans la cavité résonante.

I.8. Conclusion

À partir d'un rappel historique des origines du laser, nous avons mis l'accent sur ses principales caractéristiques : puissance et monochromaticité. Nous avons alors proposé de combiner ces deux propriétés à travers la réalisation d'un laser impulsionnel monofréquence. Ce type de composant présente en effet un intérêt pour des applications telles que des lidars embarqués. Après un descriptif général du fonctionnement d'un laser, nous avons présenté l'influence sur les propriétés d'émission de différents matériaux, cavités et méthode d'obtention d'un comportement impulsionnel. À partir de ce tour d'horizon, nous avons choisi une architecture laser d'après les contraintes de puissance, de monomodicité et de portabilité. L'objectif de cette étude est donc l'intégration d'un laser DFB passivement déclenché sur un substrat de verre dopé ytterbium, dont on cherchera à minimiser la largeur spectrale.

Chapitre 2

Étude de l'amplificateur ytterbium

Table des matières

II.1.	INTRODUCTION	44
II.2.	LE VERRE IOG1 DOPE YTTERBIUM.....	44
II.2.1.	Généralités sur les verres.....	44
II.2.2.	Comportement optique de l'ytterbium.....	47
II.2.3.	Sections efficaces et probabilités d'occurrence des transitions	49
II.2.4.	Modélisation de l'amplification optique dans l'ytterbium.....	50
II.2.5.	Détermination des sections efficaces de l'ytterbium dans l'IOG1	54
II.2.6.	Mesure de la durée de vie du niveau excité	57
II.3.	OPTIQUE INTEGREE SUR VERRE	59
II.3.1.	Rappels théoriques.....	60
II.3.2.	Fabrication de guides d'onde par échange d'ions sur verre	64
II.4.	DIMENSIONNEMENT DU GUIDE D'ONDE	69
II.4.1.	Approche qualitative.....	69
II.4.2.	Calcul du gain modal	70
II.4.3.	Détermination des paramètres technologiques.....	71
II.5.	REALISATION ET CARACTERISATIONS PASSIVES DE VALIDATION	74
II.5.1.	Etapes de fabrication et choix des matériaux.....	74
II.5.2.	Profil d'intensité des modes guidés.....	76
II.5.3.	Pertes par couplage.....	79
II.5.4.	Pertes par propagation dans la structure	80
II.6.	DETERMINATION THEORIQUE DU GAIN FOURNI PAR L'AMPLIFICATEUR.....	82
II.7.	MESURES DU GAIN DES GUIDES AMPLIFICATEURS	85
II.8.	CONCLUSION	88

II.1. Introduction

L'objectif de ce projet est la réalisation et l'étude d'un laser impulsif DFB, qui est constitué de trois briques élémentaires : l'amplificateur, le réseau de Bragg et absorbant saturable. Dans ce chapitre, la première brique est posée, avec la mise en œuvre du guide amplificateur, depuis sa conception jusqu'à sa caractérisation optique.

Dans une première partie, les propriétés du substrat de verre sont détaillées puis complétées par des mesures spectroscopiques afin de permettre l'établissement d'un modèle pour décrire l'amplification optique obtenue grâce aux ions ytterbium. On présentera alors, dans un second temps, les avantages de l'optique guidée pour parvenir à notre objectif, notamment via la méthode d'échange d'ions sur verre dont les paramètres seront déterminés dans la troisième partie, permettant dans un quatrième temps la fabrication des guides amplificateurs. Les deux dernières parties sont consacrées à la description des méthodes de simulations et de mesure du gain de l'amplificateur intégré réalisé.

II.2. Le verre IOG1 dopé ytterbium

Afin de comprendre le fonctionnement, mais aussi le procédé de réalisation du laser qu'on se propose d'étudier, il est nécessaire d'appréhender la nature du substrat. En effet, les propriétés spectroscopiques de l'ytterbium (émission, absorption, ...), dont la connaissance est fondamentale pour la modélisation de l'amplification, dépendent fortement de la matrice hôte. Par ailleurs, la technologie de réalisation des guides d'onde à la base des lasers impulsifs DFB, modifie localement la matière (cf. II.2.3.). Les mécanismes en jeu sont donc intrinsèquement liés à la configuration du matériau. Ainsi, après avoir présenté le verre dopé sur un plan structural puis analysé l'influence du matériau sur ses caractéristiques spectroscopiques, on proposera un modèle pour décrire le comportement optique de l'ion ytterbium.

II.2.1. Généralités sur les verres

Sur le plan structural, les composés vitrifiables se différencient du cristal par l'absence d'ordre à longue distance et l'existence d'une température T_g , dite de « transition vitreuse ». Au-delà de sa température de fusion, le matériau est dans l'état liquide. En diminuant la température en-deçà de T_g , on assiste à une augmentation significative de la viscosité du liquide (Figure 2- 1).

On considère alors l'état vitreux comme un solide obtenu par figeage d'un liquide dans un état hors équilibre [135]. En effet, l'état thermodynamiquement stable du verre est l'état cristallin, obtenu en pratique pour un refroidissement très lent, marqué par la disparition de T_g .

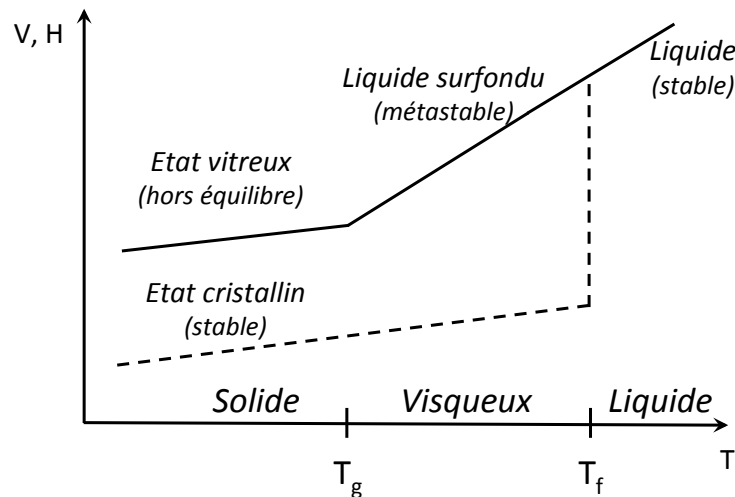


Figure 2- 1 : États de la matière en fonction de la température. Évolution du volume et de l'enthalpie en fonction de la température [136].

Les composés vitrifiables rassemblent des espèces chimiques très diverses, dont la transition vitreuse a lieu pour des températures comprises entre 100 K et 2000 K, telles que [136] :

- Les verres d'oxydes (silice, silicates, phosphates, borates, etc.)
- Les chalcogénures (As-S, Ge-S)
- Les halogénures (verres fluorés, $ZnCl_2$, etc.)
- Quelques sels fondus (système K_2CO_3 - $MgCO_3$)
- Les polymères
- Des alliages métalliques (Cu-Zn, Ni-Nb, etc.)
- Des composés moléculaires (glucose, glycérol, etc.)

Les substrats les plus employés en optique intégrée sur verre sont les verres d'oxydes, aussi bien pour les composants passifs qu'actifs. En effet, la réalisation de verres amplificateurs optiques est permise grâce à la possibilité d'incorporer des ions terres rares dans leur composition.

II.2.1.1. Verres d'oxydes

Bien qu'il existe des verres d'oxyde pur (SiO_2 , GeO_2 , Al_2O_3 , ...), les verres d'oxydes sont généralement des mélanges de différents oxydes, classés en plusieurs catégories, dont deux d'entre elles vont nous intéresser plus particulièrement : les formateurs de réseau et les modificateurs de réseau. Notons que dans les verres, la notion de réseau décrit, non pas l'agencement périodique tel que défini dans un cristal, mais la connexion et la continuité entre les éléments constitutifs.

Les formateurs de réseau sont les espèces qui contribuent à la tenue mécanique du verre, i.e. les éléments impliqués dans des liaisons covalentes. Ce sont les formateurs de réseau qui constituent la matrice vitreuse. Les verres sont habituellement nommés d'après leur(s) formateur(s). On différencie ainsi les verres de silicates (oxydes de silicium), des verres de phosphates (oxydes de phosphore), par exemple. Ces oxydes adoptent une configuration tétraédrique $[\text{FoO}_4]$ et sont liés entre eux par des oxygènes dits pontants (voir zoom Figure 2- 2).

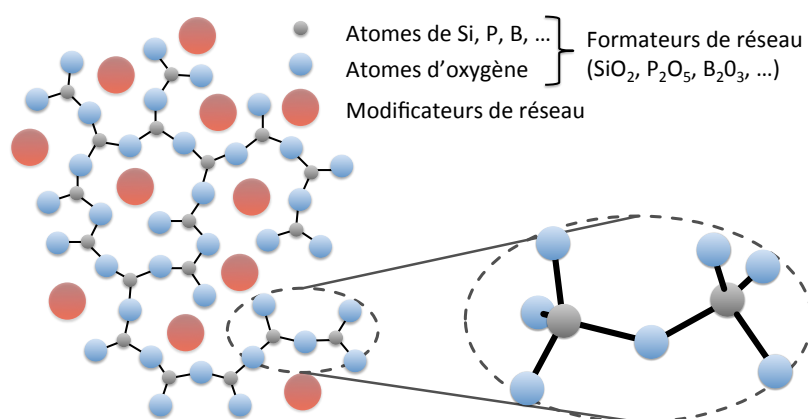


Figure 2- 2 : Représentation schématique de la matrice vitreuse dans le plan. Des liaisons ont été rompues par l'introduction des modificateurs de réseau. Ceux-ci se logent alors dans les sites vacants et s'entourent d'oxygènes non pontants. Insert : Zoom sur deux oxydes formateurs de réseau en configuration tétraédrique $[\text{FoO}_4]$, liés par un oxygène pontant. O représente un atome d'oxygène et Fo signifie « formateur de réseau » tel Fo = Si, P, ...

L'introduction d'espèces basiques, comme les oxydes de sodium (Na_2O) ou de potassium (K_2O), a pour conséquence la rupture de liaisons pontantes au sein de la matrice [137], créant ainsi des espaces où pourront se loger les ions modificateurs de réseau (Figure 2- 2), comme Na^+ ou K^+ respectivement, qui sont faiblement liés à la matrice.

D'autres oxydes, tels que CaO ou MgO, peuvent aussi être ajoutés afin d'augmenter la durabilité chimique du verre, dégradée par l'introduction des ions Na^+ . Des oxydes de métaux peuvent être intégrés à la composition du verre et vont s'inclure dans la structure des formateurs de réseau, comme les oxydes de titane (TiO_2) et de niobate (Nb_2O_5). On parle alors d'intermédiaires de réseau. L'alumine (Al_2O_3), par exemple, est souvent utilisée pour améliorer les propriétés du verre telles que stabilité thermique et durabilité chimique, et fait office de rempart à la dévitrification [138]. Par ailleurs, pour conférer aux verres des propriétés amplificatrices, des oxydes de terres rares peuvent être adjoints à la recette (Yb_2O_3 , Er_2O_3 , ...).

II.2.1.2. Verre employé dans cette étude

Le verre que nous avons utilisé est de type alumino - phosphate. Il a été développé par la société SCHOTT et est commercialisé sous l'appellation IOG1 (Integrated Optics Glass 1). En effet, il contient une concentration élevée en sodium et sa résistance chimique a été optimisée pour permettre la réalisation de dispositifs optiques intégrés par échange d'ions [139]. La composition du verre IOG1 contient une concentration élevée d'oxyde de lanthane (La_2O_3). Bien que la lanthane soit inactif optiquement (couche 4f vide), celui-ci peut être remplacé partiellement, ou totalement, par d'autres terres rares afin de modifier les propriétés optiques du verre sans en altérer la structure. Dans notre cas, l'élément dopant est de l'ytterbium dont la concentration est de $4,7 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$.

II.2.2. Comportement optique de l'ytterbium

L'ytterbium est un lanthanide, de numéro atomique 70, qui présente un diagramme d'énergie simplifié (Figure 2-3) constitué de deux niveaux, $^2\text{F}_{7/2}$ et $^2\text{F}_{5/2}$, eux-mêmes dégénérés en sous-niveaux Stark [140]. En effet, sous l'action du champ électrique interne à la matrice vitreuse, les niveaux d'énergie sont scindés en plusieurs sous-niveaux (levée de dégénérescence), dont le barycentre peut être déplacé par rapport au niveau d'énergie initial. Dans le cas des verres phosphates, quatre niveaux Stark sont recensés pour chacun des niveaux $^2\text{F}_{7/2}$ et $^2\text{F}_{5/2}$ [140], [141].

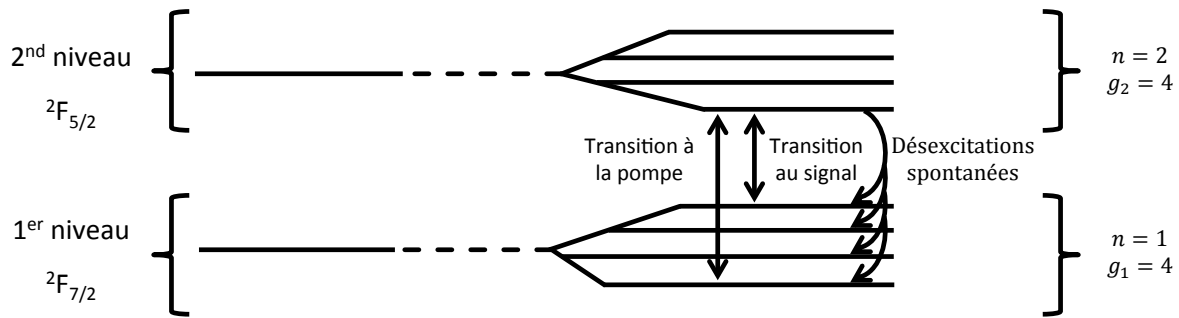


Figure 2-3 : Représentation schématique du diagramme d'énergie des ions ytterbium dans un verre phosphate. Les levées de dégénérescence des niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$, en g_1 et g_2 sous-niveaux respectivement, sont dues à l'effet Stark.

Pour obtenir l'amplification d'un faisceau optique incident, il faut fournir de l'énergie au système. Dans notre cas, cela est assuré par un pompage optique à la longueur d'onde 976 nm, qui correspond majoritairement à une transition entre le plus bas sous-niveau de $^2F_{7/2}$ vers le plus bas sous-niveau de $^2F_{5/2}$. Ainsi, les atomes du niveau fondamental sont portés vers l'état excité. Leur désexcitation peut alors se faire par l'émission stimulée d'un photon à la longueur d'onde du signal, correspondant par exemple à la transition énergétique entre le plus bas sous-niveau de $^2F_{5/2}$ vers le plus haut sous-niveau de $^2F_{7/2}$. En créant des photons de mêmes énergie, phase et direction, que le faisceau incident, on vient renforcer ledit faisceau : il y a donc amplification.

Etant donné le faible écart en longueur d'onde entre la pompe (976 nm) et le signal (de 1000 nm à 1040 nm), l'ytterbium présente une efficacité quantique élevée ($> 95\%$). De plus, la simplicité de son diagramme énergétique, à deux niveaux seulement, permet de limiter l'impact sur le rendement laser de phénomènes tels que :

- L'up-conversion [142]

L'up-conversion implique la participation de deux atomes excités A et B, entre lesquels va s'opérer un échange d'énergie. L'atome A, en se désexcitant, va communiquer son énergie de transition à l'atome B et ainsi lui permettre d'atteindre un état de plus haute énergie. Les atomes A et B ne participent donc pas à l'amplification. La présence d'agrégats de dopants au sein de la matrice vitreuse augmente l'occurrence des phénomènes d'up-conversion en favorisant l'échange d'énergie entre atomes voisins. L'atome d'ytterbium, ne présentant pas de niveau de plus haute énergie, n'est donc pas concerné par ce type d'up-conversion impliquant un niveau résonant intermédiaire.

En revanche, un autre type d'up-conversion, dit luminescence coopérative peut avoir lieu [143]. Dans ce cas, les atomes A et B du niveau excité se désexcitent ensemble en émettant un

photon d'énergie double. Bien que la luminescence coopérative soit jusqu'à 10^5 fois moins importante que l'up-conversion impliquant un niveau résonant intermédiaire, on ne peut pas toujours la négliger. De la même façon que pour l'up-conversion, la présence d'agrégats d'atomes de dopants renforce le phénomène de luminescence coopérative.

- L'absorption à partir de l'état excité (ESA)

L'absorption à partir de l'état excité (Excited State Absorption, ESA) a lieu lorsqu'un atome excité d'énergie E_1 absorbe l'énergie E_2 d'un second photon (pompe ou signal) pour atteindre un niveau d'énergie encore supérieur, puis se désexciter avec une énergie $E \leq E_1 + E_2$, soit une longueur d'onde inférieure. Cet atome ne participe donc pas à l'amplification. L'atome d'ytterbium, ne présentant pas de niveau de plus haute énergie, n'est donc pas concerné par ce type de phénomènes parasites.

II.2.3. Sections efficaces et probabilités d'occurrence des transitions

Les transitions entre les niveaux d'énergie illustrées sur la Figure 2-3 ont lieu avec une certaine probabilité. Ainsi, selon qu'il soit dans un état excité ou de repos, un atome éclairé par une lumière monochromatique de fréquence ν , telle que l'énergie $E = h\nu$ d'un photon corresponde à une transition de son diagramme énergétique, interagira avec la lumière selon les probabilités suivantes :

$$P_{sp} = 1/\tau \quad (2.1)$$

$$P_{abs} = \sigma_a(\nu) \phi \quad (2.2)$$

$$P_{st} = \sigma_e(\nu) \phi \quad (2.3)$$

où P_{sp} , P_{abs} et P_{st} sont les probabilités (par unité de temps) d'émission spontanée, d'absorption et d'émission stimulée respectivement, τ la durée de vie d'émission spontanée, ϕ le flux de photon (en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$). σ_a et σ_e sont, respectivement, les sections efficaces (en m^2) d'absorption et d'émission de la transition considérée.

La section efficace $\sigma(\nu)$ représente la surface statistique de collision entre particules, ici entre un photon et un atome. C'est une distribution de largeur $\Delta\nu$, centrée autour d'une fréquence ν_0 [22]. Pour une transition donnée, entre deux niveaux j et k déterminés, on a $\sigma_a = \sigma_e$

et donc $P_{abs} = P_{st} = W_{jk} = W_{kj}$. On remarque que, contrairement à la probabilité d'émission spontanée qui ne dépend que de τ , les probabilités d'absorption et d'émission stimulée sont liées au flux de photons.

II.2.4. Modélisation de l'amplification optique dans l'ytterbium

L'écart énergétique entre les dégénérescences Stark d'un même niveau est inférieur à l'énergie thermique à l'ambiante. On suppose alors l'équilibre thermique entre les populations des différents sous-niveaux au sein d'un même niveau, ainsi que le caractère instantané de la thermalisation. Les relations entre les populations atomiques des niveaux dégénérés sont alors régies par les équations de Boltzmann. Ainsi, la population N_{nm} d'un sous-niveau nm quelconque peut s'écrire sous la forme :

$$N_{nm} = e^{-(E_{nm}-E_{n1})/(k_B T)} N_{n1} \quad (2.4)$$

avec E_{nm} l'énergie du sous-niveau m du niveau n , k_B la constante de Boltzmann et T la température. De sorte que la proportion p_{nm} d'atomes peuplant le niveau N_{nm} par rapport à la population totale du niveau n vaut :

$$p_{nm} = \frac{N_{nm}}{\bar{N}_n} = \frac{N_{nm}}{\sum_{m=1}^{g_n} N_{nm}} = \frac{e^{-(E_{nm}-E_{n1})/(k_B T)}}{\sum_{m=1}^{g_n} e^{-(E_{nm}-E_{n1})/(k_B T)}} \quad (2.5)$$

avec $\bar{N}_n$ la population totale du niveau n , tel que $n \in \{1,2\}$ et $m \in \llbracket 1, g_n \rrbracket$ où $g_1 = g_2 = 4$ pour l'ytterbium dans un verre phosphate (Figure 2-3).

On exprime alors les équations de variations temporelles de la population de chacun des niveaux, en prenant en compte toutes les transitions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} W_{kj} (N_{1j} - N_{2k}) - \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} A_{kj} N_{2k} \\ \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\frac{d\bar{N}_2}{dt} \end{array} \right. \quad (2.6)$$

avec $W_{kj} = \sigma_{kj} \phi_{kj} = W_{jk}$ les probabilités d'émission stimulée et d'absorption, respectivement, entre les sous-niveaux $(1j)$ et $(2k)$, et A_{kj} la probabilité de désexcitation spontanée à partir du sous-niveau $(2k)$ vers le sous-niveau $(1j)$.

On peut réécrire cette équation à partir de l'équation (2. 5), afin de ne faire apparaître que les populations totales $\bar{N}_1$ et $\bar{N}_2$ des niveaux 1 et 2 respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{N}_1 \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} W_{jk} p_{1j} - \bar{N}_2 \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} W_{kj} p_{2k} - \bar{N}_2 \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} A_{kj} p_{2k} \\ \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\frac{d\bar{N}_2}{dt} \end{array} \right. \quad (2. 7)$$

Afin de distinguer dans le calcul, les transitions présentées sur la Figure 2-3, on fait apparaître les transitions à la longueur d'onde de signal et les transitions à la pompe entre les niveaux 1 et 2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{N}_1 \underbrace{\sum_j \sum_k \sigma_{jk} \phi_s p_{1j}}_{\text{transitions au signal}} + \bar{N}_1 \underbrace{\sum_j \sum_k \sigma_{jk} \phi_p p_{1j}}_{\text{transitions à la pompe}} \\ \quad - \bar{N}_2 \underbrace{\sum_j \sum_k \sigma_{kj} \phi_s p_{2k}}_{\text{transitions au signal}} - \bar{N}_2 \underbrace{\sum_j \sum_k \sigma_{kj} \phi_p p_{2k}}_{\text{transitions à la pompe}} \\ \quad - \bar{N}_2 \sum_{j=1}^{g_1} \sum_{k=1}^{g_2} A_{kj} p_{2k} \\ \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\frac{d\bar{N}_2}{dt} \end{array} \right. \quad (2. 8)$$

avec ϕ_p et ϕ_s les flux de photons aux longueurs d'onde de pompe et de signal respectivement.

Pour utiliser les équations développées ci-avant dans notre modèle, il faudrait pouvoir déterminer les coefficients W , A et p , i.e. les sections efficaces d'émission et d'absorption ainsi que le temps de désexcitation pour chacune des transitions. Or, les spectres mesurés à température ambiante sont la moyenne de toutes les interactions sans distinction possible. On considérera donc, non pas chacune des transitions individuellement, mais la résultante des

sections efficaces, somme des différentes contributions à une longueur d'onde donnée. Il faut donc travailler sur un aspect, non plus atomique, mais systémique.

Aussi, d'un point de vue macroscopique, tout se passe comme s'il n'y avait que deux niveaux (larges bandes). En reprenant le système d'équations (2. 8) d'après ces considérations, il vient alors :

$$\begin{cases} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{N}_1(\sigma_{as}\phi_s + \sigma_{ap}\phi_p) - \bar{N}_2\left(\sigma_{as}\phi_s + \sigma_{ap}\phi_p + \frac{1}{\tau_{21}}\right) \\ \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\frac{d\bar{N}_2}{dt} \end{cases} \quad (2. 9)$$

avec $\sigma_{ap}, \sigma_{ep}, \sigma_{as}, \sigma_{es}$ les sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'onde de pompe et de signal respectivement, telles que mesurables à température ambiante ; τ_{21} est la durée de vie du niveau excité.

On notera cependant une différence très importante avec un système dit « à deux niveaux », dans lequel l'amplification n'est pas possible : une désexcitation à une longueur d'onde autre que celle de pompage est rendue possible par le caractère large bande des niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ respectivement, et grâce aux effets de la thermalisation intra-bande [144] (Figure 2- 4). On parle alors d'un système « quasi trois niveaux ».

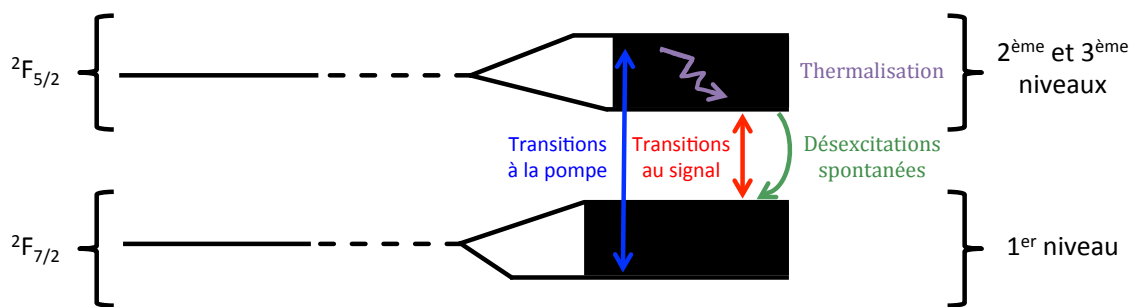


Figure 2- 4 : Représentation schématique du fonctionnement d'un système quasi trois niveaux tel que rencontré dans l'étude de l'ytterbium.

Par ailleurs, la littérature reporte l'occurrence de luminescence coopérative et d'émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission, ASE) dans le verre dopé ytterbium [145]–[147]. L'ASE est le fait que les photons issus de désexcitations spontanées se trouvent

amplifiés par émission induite lors de leur propagation dans le milieu amplificateur. Cette amplification a lieu sur une large gamme de longueur d'onde et réduit donc le gain atteignable à la longueur d'onde que l'on souhaite amplifier. En effet, les atomes excités qui participent au phénomène d'ASE sont perdus pour l'amplification du signal. On comprend alors que, plus la distance de propagation est importante, plus l'impact de l'ASE est significatif. C'est pour cela que ce phénomène est notamment observé dans les dispositifs à fibre optique. Dans notre cas, il s'agit de dispositifs intégrés dont la distance de propagation est de quelques centimètres. On peut donc supposer que l'ASE a une influence négligeable sur le gain de l'amplificateur.

On exprime alors les équations de population du système quasi trois niveaux avec la prise en compte de l'up-conversion :

$$\begin{cases} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{N}_1 \sigma_{ap} \phi_p + \bar{N}_1 \sigma_{as} \phi_s - \bar{N}_2 \sigma_{ep} \phi_p - \bar{N}_2 \sigma_{es} \phi_s - \bar{N}_2 / \tau_{21} - 2 C_{up} \bar{N}_2^2 \\ \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\frac{d\bar{N}_2}{dt} \end{cases} \quad (2.10)$$

avec C_{up} le coefficient de luminescence coopérative ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$).

En régime stationnaire, la population du niveau 2 est donnée par :

$$\bar{N}_2 = \frac{\sqrt{\Delta} - ((\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \phi_p + (\sigma_{as} + \sigma_{es}) \phi_s + 1/\tau_{21})}{4 C_{up}} \quad (2.11)$$

Avec :

$$\Delta = ((\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \phi_p + (\sigma_{as} + \sigma_{es}) \phi_s + 1/\tau_{21})^2 + 8 C_{up} (\sigma_{ap} \phi_p + \sigma_{as} \phi_s) N_{Yb} \quad (2.12)$$

Les coefficients de gain aux longueurs d'onde de pompe et de signal γ_p et γ_s (m^{-1}) s'expriment :

$$\begin{cases} \gamma_p = \sigma_{ep} \bar{N}_2 - \sigma_{ap} \bar{N}_1 \\ \gamma_s = \sigma_{es} \bar{N}_2 - \sigma_{as} \bar{N}_1 \end{cases} \quad (2.13)$$

Soit :

$$\gamma_i = \frac{\sqrt{\Delta} - ((\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) \phi_p + (\sigma_{as} + \sigma_{es}) \phi_s + 1/\tau_{21})}{4 C_{up}} (\sigma_{ei} + \sigma_{ai}) - \sigma_{ai} N_{Yb} \quad (2. 14)$$

avec l'indice $i \in \{p, s\}$ qui renvoie aux grandeurs associées aux longueurs d'onde de pompe et de signal, respectivement.

Au cours de la propagation selon l'axe (Oz), l'évolution des flux de pompe et de signal satisfait alors la relation suivante :

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = \gamma_i \phi_i \quad (2. 15)$$

Ainsi, plus les faisceaux sont concentrés spatialement, plus le flux de photons ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) est important dans cette région et plus le gain est élevé (2. 14). Afin de maximiser le gain, il faut donc être en mesure de confiner le champ sur une aire finie tout au long de la propagation : une méthode consiste à utiliser des guides d'onde. Dans cette étude, on travaillera alors dans le cadre de l'optique guidée.

II.2.5. Détermination des sections efficaces de l'ytterbium dans l'IOG1

La connaissance des valeurs des sections efficaces de transition de l'ytterbium dans l'IOG1 est fondamentale pour la modélisation de l'amplificateur et sa validation en tant que matériau laser.

La mesure du spectre d'absorption du verre IOG1 dopé ytterbium est effectuée à l'aide d'un spectromètre Perkin-Elmer $\lambda 35$. Une gaufre de 6 cm de diamètre et de 1,4 mm d'épaisseur est éclairée en lumière blanche avec une incidence normale à sa surface. Le spectre d'absorption est alors mesuré entre 800 nm et 1100 nm. La relation entre absorption et section efficace d'absorption s'exprime simplement [148] via la formule (2. 16) :

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{1}{d_{ech} N_{tot}} \ln \left(\frac{\phi_{out}}{\phi_{in}} \right) \quad (2. 16)$$

où ϕ_{in} et ϕ_{out} sont respectivement les flux de photons en entrée et sortie de l'échantillon. $\sigma_a(\lambda)$ est la section efficace d'absorption, $d_{ech} = 1,4$ mm et N_{tot} est la concentration (en m^{-3}) en ytterbium dans le verre.

La section efficace d'émission sur cette gamme de longueur d'onde peut être déterminée expérimentalement par une mesure de fluorescence. Cependant, la longueur d'onde de pompe (975 nm) est aussi une longueur d'onde émise par le matériau. Ainsi, il faudrait pouvoir filtrer la pompe sans filtrer l'émission, ce qui est difficile à mettre en œuvre expérimentalement. Il est néanmoins possible de déduire le spectre d'émission par le calcul, à partir du spectre d'absorption. Les sections efficaces d'émission sont déterminées d'après la théorie de McCumber [149] suivant la formule :

$$\sigma_e(\lambda) = e^{-(E_{eff}-E_\lambda)/(k_B T)} \sigma_a(\lambda) \quad (2.17)$$

avec σ_e la section efficace d'émission, $E_\lambda = hc/\lambda$ l'énergie de la transition à une longueur d'onde donnée, telle que c est la vitesse de la lumière et h la constante de Planck, et $E_{eff} = hc/\lambda_{eff}$ l'énergie effective de transition entre les deux niveaux, prise à $\lambda_{eff} = 975$ nm. Cette longueur d'onde effective caractérise la transition entre les niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ et correspond au maximum d'absorption (et d'émission).

Dans notre cas, la théorie de McCumber est valide pour des longueurs d'onde inférieures à 1040 nm [150], [151]. La Figure 2- 5 présente les résultats de mesure et du calcul des sections efficaces d'absorption et d'émission, respectivement, en fonction de la longueur d'onde.

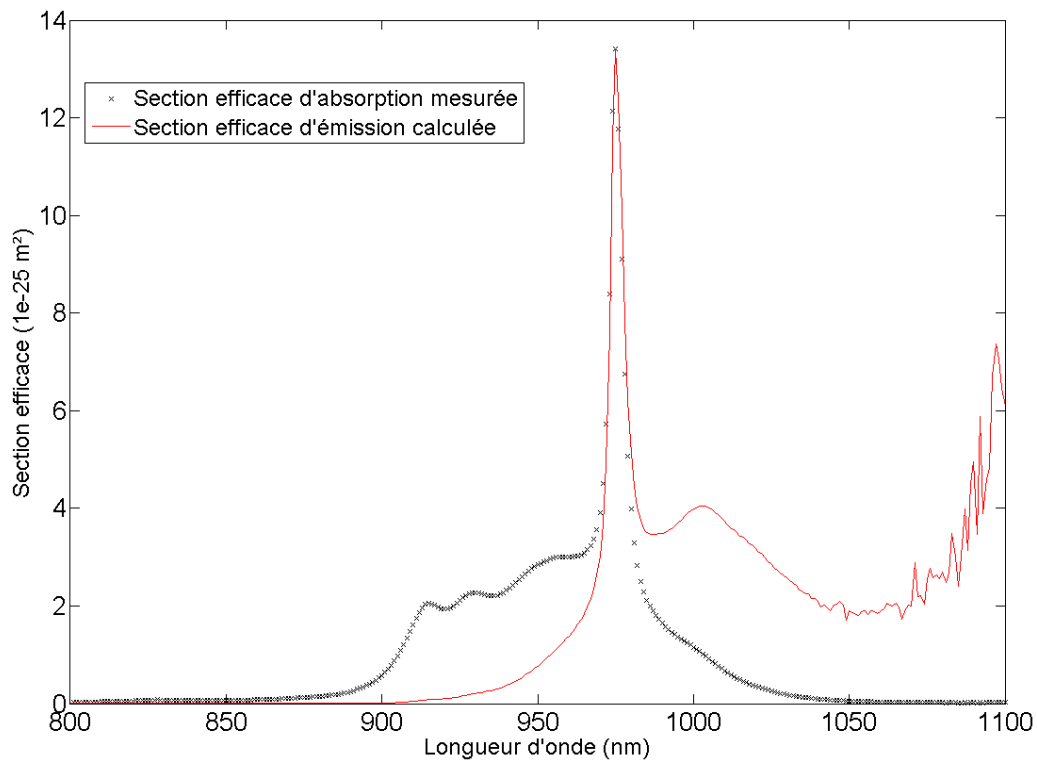


Figure 2- 5 : Valeurs expérimentales des sections efficaces d'absorption de l'ytterbium dans un verre phosphate IOG1 (croix) et sections efficaces d'émission (trait plein) calculées via McCumber.

Les spectres d'émission et d'absorption ont un aspect continu, révélateur d'une matrice vitreuse incluant de nombreuses espèces chimiques dans sa composition.

Si on observe de plus près le spectre d'absorption (croix), on constate la présence de quatre maxima locaux aux longueurs d'onde 915 nm, 930 nm, 959 nm et 975 nm. Ils sont la signature spectroscopique particulière de l'ytterbium dans un verre phosphate, puisqu'ils correspondent à la dégénérescence du niveau excité en quatre sous-niveaux Stark. Ces mesures expliquent le choix de la longueur d'onde de pompe de notre amplificateur à $\lambda_p = 975$ nm, qui correspond au maximum d'absorption.

L'émission quant à elle est permise sur une large plage de longueur d'onde : entre 1000 nm et 1040 nm, soit une plage d'amplification de 40 nm. Pour une application laser, on sera susceptible d'émettre n'importe où sur cette plage de longueur d'onde. On peut cependant noter dès à présent l'existence de deux régions différemment intéressantes pour notre étude. La première, autour de $\lambda = 1002$ nm, présente un maximum local d'émission. La seconde, autour de $\lambda = 1030$ nm, présente une absorption très faible au signal pour des valeurs de sections efficaces d'émission encore satisfaisantes.

II.2.6. Mesure de la durée de vie du niveau excité

Un autre paramètre nécessaire à la modélisation correcte du comportement amplificateur de l'ytterbium dans le verre phosphate IOG1TM est la durée de vie des électrons sur le niveau excité. Cette dernière peut être obtenue expérimentalement par une mesure de fluorescence du matériau.

II.2.6.1. Principe de la mesure

La valeur de la durée de vie du niveau 2 est mesurée en collectant l'émission de fluorescence du matériau. Pour ce faire, le matériau est éclairé par un laser de pompe dont l'émission est modulée par un signal créneau. Lorsque la pompe est coupée, le niveau 2 se dépeuple. La puissance optique détectée dès lors est l'émission de fluorescence. En considérant négligeable l'impact de l'up-conversion (hypothèse qui sera testée puis validée par la suite), la population du niveau $^2F_{5/2}$ à pompe nulle et à petit signal, et par conséquent la puissance de fluorescence, est régie par l'équation :

$$\frac{d\bar{N}_2}{dt} = -\frac{\bar{N}_2}{\tau_{21}} \quad (2.18)$$

Le dépeuplement du niveau excité se fait ainsi par émission spontanée, en suivant une loi de décroissance exponentielle dont la constante de temps caractéristique τ_{21} est à la durée de vie des photons du niveau $^2F_{5/2}$.

II.2.6.2. Mesure en transmission

La collecte de l'émission de fluorescence est mise en œuvre pour une modulation du signal de pompe à une fréquence de 40 Hz (Figure 2- 6). Pour cela, on procède à une mesure en transmission avec le banc présenté sur la Figure 2- 6a) où le détecteur en volume est placé derrière l'échantillon. On observe alors sur l'oscilloscope un signal en exponentielle décroissante, dont le coefficient de décroissance correspond à la durée de vie du niveau excité. On mesure ainsi une durée de vie de 2,4 ms environ, soit deux fois plus élevée que dans la littérature [152]. Nous imputons ce retard dans la décroissance aux absorptions/émissions successives lors de la propagation dans l'épaisseur de la plaquette ($d_{ech} = 1,5$ mm). Pour s'affranchir de cette difficulté, on propose de travailler en réflexion.

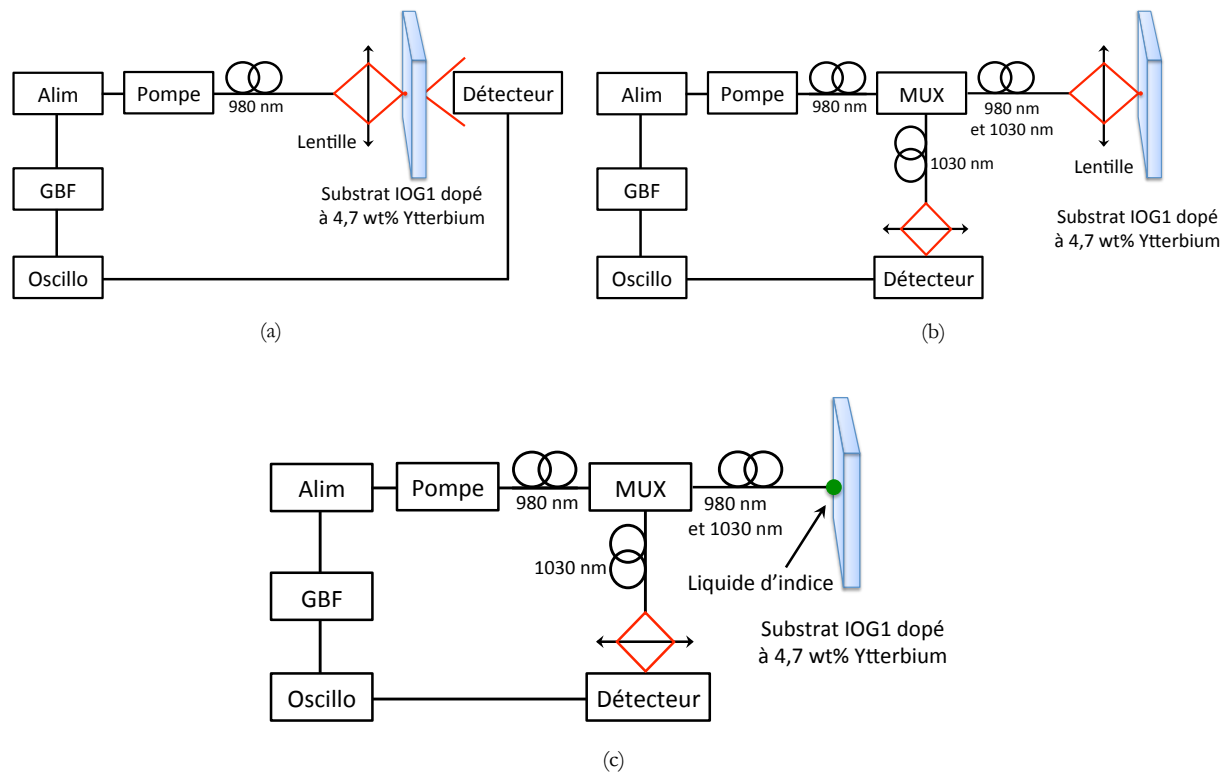


Figure 2- 6 : Banc de mesure de la durée de vie du niveau excité de l'Ytterbium avec un détecteur en volume. « Alim » est l'alimentation électrique de la diode laser de pompe à 975 nm ; MUX désigne le multiplexeur 980 nm/1030 nm ; GBF est le générateur basse fréquence utilisé pour asservir « Alim » à une modulation crête à crête de fréquence 40 Hz ; « Oscillo » désigne l'oscilloscope. a) Mesure en transmission. b) Mesure en réflexion à travers un multiplexeur. c) Mesure en réflexion à travers un multiplexeur, avec dépôt de liquide d'indice à l'interface fibre optique/substrat dopé afin de limiter les réflexions de la pompe.

II.2.6.3. Mesure en réflexion

Pour s'affranchir du « retard » lié à la propagation, le montage est légèrement modifié. Un multiplexeur 980 nm/1030nm est utilisé pour permettre, à la fois un filtrage de la pompe, et une simplification du montage, en éclairant l'échantillon et collectant son signal de fluorescence dans la même fibre (Figure 2- 6b). On observe cependant sur l'oscilloscope une saturation du détecteur. Celle-ci est due à la récupération du signal de pompe via sa réflexion sur la lentille de focalisation sur le substrat et sur le substrat lui-même (plus faible).

Afin de s'affranchir des réflexions à la longueur d'onde de pompe, on propose alors le montage Figure 2- 6c), où la fibre optique d'émission/réception est directement en contact avec l'échantillon via du liquide d'indice. En permettant une certaine continuité de la valeur de l'indice de réfraction, le liquide d'indice va permettre de limiter au maximum les éventuelles réflexions sur les surfaces de la fibre et du substrat. La durée de vie du niveau excité est alors mesurée à une

valeur de $1,3 \pm 0,2$ ms (Figure 2- 7), ce qui est en accord avec les valeurs rapportées dans la littérature pour les verres de phosphates dopés ytterbium [139], [153].

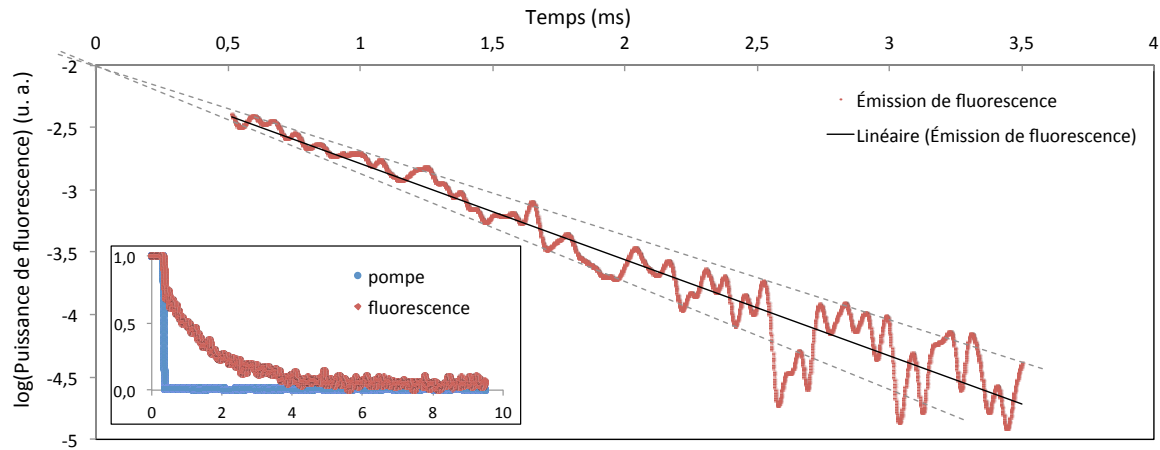


Figure 2- 7 : Détermination de la durée de vie du niveau métastable. Insert : Décroissance de la puissance optique après coupure de la pompe.

À ce stade de l'étude, nous avons établi un modèle analytique du comportement amplificateur, et mesuré les spectres d'absorption et d'émission de la terre rare, ainsi que sa durée de vie sur le niveau métastable dans le verre phosphate IOG1®. Ces données nous permettent de modéliser le comportement optique des ions ytterbium dans ce verre pour des flux de pompe et de signal fixés. Cependant, ces flux ne sont pas uniformes dans un guide d'onde. Il nous faut alors déterminer les distributions d'intensité des modes guidés pour pouvoir calculer le gain de l'amplificateur optique guidé.

Dans la suite, nous allons donc présenter la théorie de l'optique guidée et décrire notre méthode de réalisation de guides d'onde.

II.3. Optique intégrée sur verre

Dans cette partie, on rappelle les équations de Maxwell et leur résolution dans le cas du guide plan, afin d'illustrer la notion de guidage et de modicité. Est ensuite présenté plus en détail l'échange d'ions, méthode que nous avons utilisée pour réaliser nos guides amplificateurs.

II.3.1. Rappels théoriques

II.3.1.1. Equations de Maxwell

La propagation d'une onde électromagnétique est régie par les équations de Maxwell qui, dans un milieu diélectrique isotrope, sans charge ni perte, et non magnétique, s'écrivent :

$$\text{div} \vec{D} = 0 \quad (2.19)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.20)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = n^2 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.21)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0 \quad (2.22)$$

où $\vec{D} = n^2 \varepsilon_0 \vec{E}$ est le vecteur déplacement électrique, avec n l'indice de réfraction du milieu, ε_0 la permittivité diélectrique du vide, et $\vec{E}$ le vecteur champ électrique, $\vec{H}$ est le champ magnétique, et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

À partir des équations de Maxwell, on obtient les équations d'ondes qui régissent la propagation du champ électromagnétique dans le milieu :

$$\vec{\Delta} \vec{E} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{\vec{E}}{n^2} \overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \right) \quad (2.23)$$

$$\vec{\Delta} \vec{H} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{1}{n^2} \overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} \quad (2.24)$$

On se place dans le cas de la propagation d'une onde progressive harmonique de pulsation ω , tel que le champ s'écrit sous la forme :

$$\vec{A}(x, y, z, t) = \vec{a}(x, y, z) e^{j\omega t} \quad (2.25)$$

où $\vec{A}$ représente $\vec{E}$ ou $\vec{H}$. Ainsi, en posant $k = \omega/c$, les équations d'onde (2.23) et (2.24) deviennent :

$$\vec{\Delta}\vec{E} = -n^2 k^2 \vec{E} - \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{\vec{E}}{n^2} \overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \right) \quad (2.26)$$

$$\vec{\Delta}\vec{H} = -n^2 k^2 \vec{H} + \frac{1}{n^2} \overrightarrow{\text{grad}}(n^2) \wedge \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} \quad (2.27)$$

Pour une structure d'indice donnée, on procède alors à la résolution de ces équations en tout point (x, y, z) avec la prise en compte des conditions de continuité aux interfaces.

II.3.1.2. Cas du guide plan

On considère un guide plan, dit à « saut d'indice » formé d'un empilement de trois couches diélectriques invariantes et infinies dans le plan (yOz) (Figure 2- 8) : le substrat d'indice n_1 , la couche guidante d'indice n_2 et d'épaisseur d , et le superstrat d'indice n_3 avec $n_2 > (n_1 \text{ et } n_3)$.

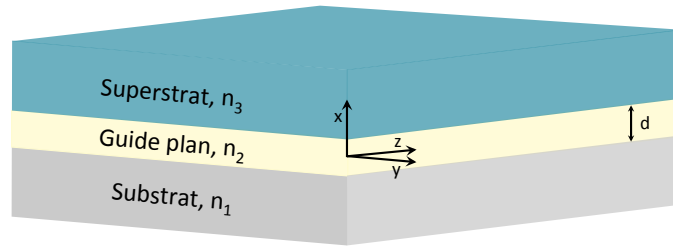


Figure 2- 8 : Schéma d'un guide plan à saut d'indice avec n_i l'indice de réfraction de la couche i tel que $i \in \{1, 2, 3\}$.

La propagation dans le guide plan a lieu selon l'axe (Oz) . L'invariance de la structure selon l'axe (Oy) permet alors de se ramener à un problème à deux dimensions dans le plan (xOz) et l'équation (2.25) devient :

$$\vec{A}(x, z, t) = \vec{a}(x) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.28)$$

avec β la constante de propagation dans le guide, et où $\vec{A}$ représente $\vec{E}$ ou $\vec{H}$. Les équations d'onde (2.26) et (2.27) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial^2 \vec{e}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - n^2(x) k^2) \vec{e}(x) = \vec{0} \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{h}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - n^2(x) k^2) \vec{h}(x) = \vec{0} \quad (2.30)$$

Dans le cas d'un guide à saut d'indice, on s'intéresse à des milieux homogènes par morceau. La fonction $n(x)$ est donc remplacée par l'indice de réfraction n_i de la couche i considérée. La résolution des équations (2.29) et (2.30) mène à une solution de la forme :

$$e(x) = E_0 e^{-\Gamma_i x} + C^{te} \quad (2.31)$$

$$h(x) = H_0 e^{-\Gamma_i x} + C^{te} \quad (2.32)$$

Le coefficient $\Gamma_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k^2}$, tel que $i \in \{1, 2, 3\}$ (Figure 2-8), peut être réel ou imaginaire pur selon la relation d'ordre liant β et kn_i déterminant ainsi la nature évanescente ou oscillante du champ (Figure 2-9).

La résolution des équations de Maxwell dans le cas du guide plan conduit à deux modes de propagation « Transverse Électrique » (TE) et « Transverse Magnétique » (TM) ayant des états de polarisation orthogonaux. La polarisation d'un champ électromagnétique va alors s'écrire comme une combinaison linéaire des modes TE et TM. Dans la suite, on traitera le cas de modes TE (composantes E_y , H_x et H_z) mais il est immédiat de transposer cette étude au cas TM (composantes H_y , E_x et E_z).

Dans un premier temps, on s'intéresse aux solutions pour lesquelles le champ est confiné dans la couche centrale[154]. Pour cela, les solutions décrites dans les équations (2.31) et (2.32) doivent être réelles dans les substrat et superstrat, i.e. Γ_1 et Γ_3 réels. En effet, les solutions imaginaires oscillent à l'infini, ce qui n'est pas compatible avec l'idée de champ décroissant loin du guide. Dans les substrat et superstrat, on aura donc des solutions de type évanescent. Dans la couche intermédiaire, en revanche, la condition $\beta/k < n_2$ est vérifiée. La carte du champ guidé s'écrit alors :

$$E_y(x) = \begin{cases} A_{sup} \exp(-\alpha_{sup} x) & \text{pour } x > d/2 \\ A_g \cos(k_g x + \varphi) & \text{pour } -d/2 < x < d/2 \\ A_{sub} \exp(\alpha_{sub} x) & \text{pour } x < -d/2 \end{cases} \quad (2.33)$$

avec d l'épaisseur de la couche intermédiaire, et tel que, en introduisant l'indice effectif $n_{eff} = \beta/k$, on a $\alpha_{sup} = k\sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2}$, $\alpha_{sub} = k\sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}$ et $k_g = k\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}$. L'indice effectif représente l'indice d'un milieu fictif homogène dans lequel une onde plane acquerrait le même déphasage que l'onde guidée sur une longueur de propagation identique.

En appliquant les conditions de continuité des composantes tangentielles aux interfaces, on obtient l'équation caractéristique du guide plan, qui permet de déterminer, dans un premier temps, la valeur de l'indice de réfraction effectif :

$$m\pi = kd\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} - \arctan\left(\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^\delta \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}}\right) - \arctan\left(\left(\frac{n_2}{n_3}\right)^\delta \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_{eff}^2}}\right) \quad (2.34)$$

avec $m \in \mathbb{N}$ le mode considéré, $\delta(TE) = 0$ (et $\delta(TM) = 2$). En injectant la valeur de l'indice effectif dans l'une ou l'autre des relations de continuité, on déduit alors la valeur de φ .

La propagation d'un mode m dépend ainsi de la longueur d'onde et des dimensions du guide, à travers le produit kd . On appellera « épaisseur de coupure » d'un mode, la valeur de d pour laquelle le mode cesse d'exister, i.e. de se propager dans la structure. Connaissant la longueur d'onde de travail et l'indice de réfraction des différents matériaux, il est alors possible de choisir d en fonction de la modicité souhaitée. La répartition du champ $e(x)$ est représentée sur la Figure 2- 9 en fonction de la relation d'ordre liant β et kn_i .

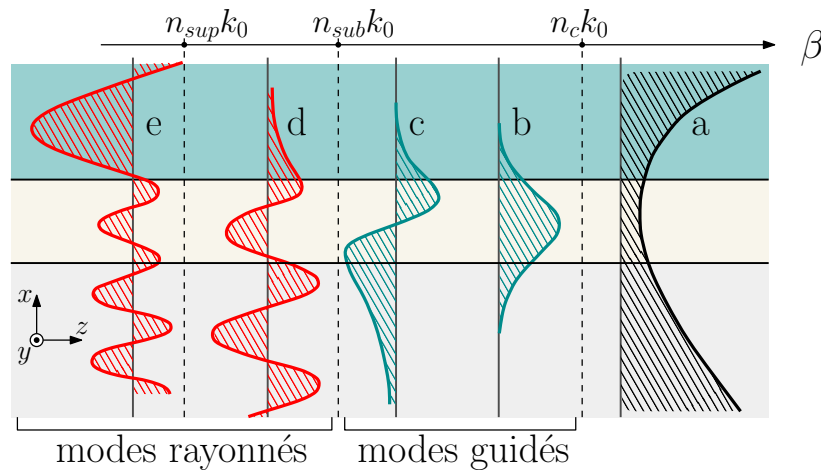


Figure 2- 9 : Influence de la relation d'ordre entre l'indice effectif et les indices des différentes couches de la structure sur la carte de champ, avec $\beta = k n_{eff}$ (d'après [36]). Du bas vers le haut : substrat, guide, superstrat. De la droite vers la gauche : a) Coupure du mode. b) Mode guidé pair (ici mode fondamental). c) Mode guidé impair (ici mode 1). d) Mode rayonné de substrat. e) Mode totalement rayonné.

D'autres solutions que (2. 33) satisfont les conditions aux limites, mais ces solutions ne décrivent pas des modes guidés. Il s'agit de modes dits « rayonnés » dont il existe deux types : les modes rayonnés de substrats, tels que $n_3 < n_{eff} < n_1 < n_2$ (Figure 2- 9d), et les modes totalement rayonnés, tels que $n_{eff} < \min(n_1, n_3) < \max(n_1, n_3) < n_2$ (Figure 2- 9e).

II.3.1.3. Cas du guide canal

Dans la plupart des cas, les guides d'onde utilisés sont confinés latéralement. On parle alors de guides canaux (Figure 2- 10). Or il n'existe pas de solution analytique exacte pour ce cas de figure.

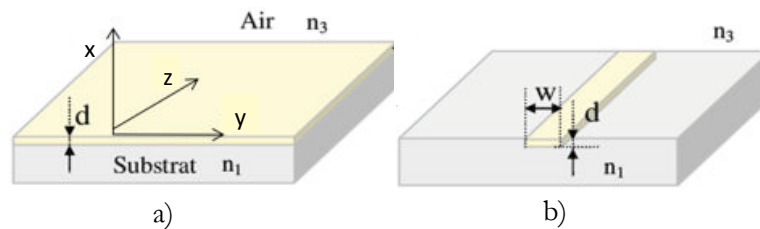


Figure 2- 10 : Exemples de structure d'optique guidée. a) Guide 1D dit « guide plan ». b) Guide 2D dit « guide canaux ».

Pour pallier cette difficulté, deux approches sont possibles : la mise en œuvre d'une solution approchée via la méthode dite de l'indice effectif [155], [156], ou bien une résolution numérique.

La méthode utilisée dans cette étude est une résolution numérique des équations de Maxwell grâce à des calculs par différences finies via le logiciel commercial Optiwave.

II.3.2. Fabrication de guides d'onde par échange d'ions sur verre

II.3.2.1. Principe de l'échange d'ions

Comme vu précédemment dans ce chapitre (cf. II.1.), le verre est composé de plusieurs espèces que l'on peut distinguer en tant que formatrices de réseau, molécules liées entre elles par des liaisons essentiellement covalentes, ou modificatrices de réseau, où les atomes sont impliqués dans des liaisons ioniques d'énergie plus faible. Les modificateurs de réseau sont donc faiblement liés à la matrice vitreuse et peuvent être rendus mobiles par l'apport d'énergie thermique au

système. Si cette énergie est à la fois, supérieure à l'énergie de liaison des modificateurs de réseau, et inférieure à la température de transition vitreuse, les ions modificateurs de réseau sont mobiles mais la matrice vitreuse reste intacte.

Les ions modificateurs de réseau rendus mobiles, il est désormais possible de leur substituer une autre espèce (Figure 2- 11), d'où l'appellation « échange d'ions ». L'indice du verre en sera alors modifié localement [157], [158] suivant la formule :

$$\Delta n = \frac{c}{V_0} \left(\Delta R - \frac{R_0 \Delta V}{V_0} \right) \quad (2. 35)$$

avec Δn la variation d'indice de réfraction due à l'échange, c la concentration normalisée en ions de substitution, R_0 et V_0 les réfractivité et volume par mole d'oxygène, et ΔR et ΔV les variations de réfractivité et de volume ionique par mole d'oxygène, respectivement.

D'après (2. 35), la modification de la composition du verre est donc à l'origine de la variation locale d'indice de réfraction via deux mécanismes :

- La différence de polarisabilité entre les cations échangés

Les variations de l'indice de réfraction générées lors de l'échange d'ions sont d'autant plus importantes que la différence de polarisabilité entre les ions échangés est élevée.

- La différence de volume

Elles sont introduites dans le verre par la différence de volume des espèces ioniques échangées qui entraîne une baisse de sa densité et donc de son indice de réfraction. Cependant, si la variation de volume est trop importante, la déformation de la matrice n'est plus élastique. Il y a alors création de contraintes et l'équation (2. 35) n'est plus valide.

Pour augmenter l'indice de réfraction l'espèce échangée devra donc présenter une polarisabilité plus grande ou un rayon ionique inférieur à celui de l'espèce initialement présente dans le verre. Le Tableau 2- 1 reprend les valeurs de polarisabilité et de rayon ionique de couples d'ions utilisés classiquement pour l'échange d'ions sur verre sodium [159] :

Couples d'ions	Polarisabilité ($\text{\AA}^3$)	Rayons ioniques ($\text{\AA}$)	Variation maximale d'indice	Contraintes mécaniques
Ag^+/Na^+	2,4/0,41	1,26/0,95	0,1	Faibles
K^+/Na^+	0,43 /0,41	1,33/0,95	0,009	Fortes
Tl^+/Na^+	5,3/0,41	1,49/0,95	> 0,2	Très fortes

Tableau 2- 1 : Caractéristiques des ions les plus fréquemment échangés avec le sodium.

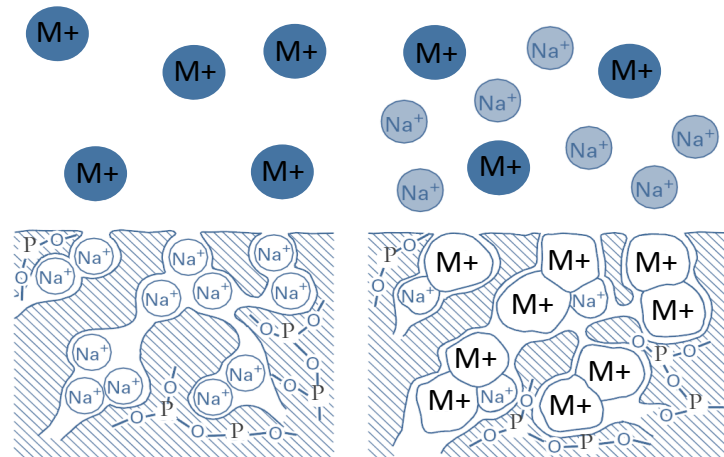


Figure 2- 11 : Schéma (adapté de [160]) du processus d'échange d'ions entre les ions Na^+ modificateurs de réseau et les cations M^+ dans un verre phosphate. M représente l'espèce échangée (argent, potassium, ...).

II.3.2.2. Mise en œuvre technologique

Pour obtenir un guide d'onde, il faut délimiter les zones échangées. Ceci est rendu possible par une succession d'étapes de microtechnologie décrites sur la Figure 2- 12. Afin de protéger les zones non échangées, un masque imperméable à l'échange d'ions et non réactif est déposé sur le substrat de verre préalablement nettoyé. Une étape de photolithographie est ensuite réalisée afin d'ouvrir les zones de la plaque à échanger.

Lors de la procédure d'échange d'ions, la gaufre de verre est plongée dans un bain de sels fondus contenant les cations M^+ que l'on souhaite échanger (Figure 2- 11). La température, entre 250°C et 350°C , est suffisante pour permettre la mobilité des ions modificateurs de réseau, ici Na^+ , sans que la matrice soit altérée. Lors de la trempe, l'interface sel/verre n'est pas à l'équilibre thermodynamique dans la répartition des cations M^+ et Na^+ . Sous l'effet de la température, les ions Na^+ se désolidarisent de la matrice et un gradient de concentration apparaît entre les espèces mobiles du verre et du sel. Par diffusion, les ions modificateurs de réseau vont migrer vers

l'interface et s'échanger avec les ions M^+ du sel. L'équilibre entre les deux systèmes dépend de la température et de la quantité des ions à proximité de l'interface.

Après échange d'ions, le masque est retiré et les facettes du guide d'onde ainsi réalisé sont découpées puis polies.

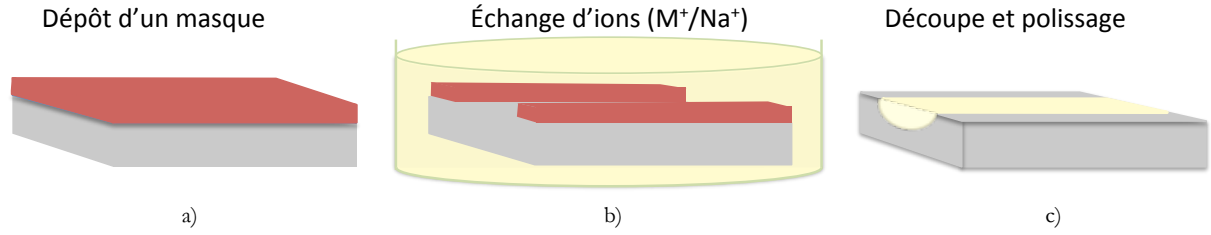


Figure 2- 12 : Etapes technologiques de réalisation d'un guide d'onde par échange d'ions M^+/Na^+ . a) Un masque imperméable à l'échange d'ions et non réactif est déposé sur le substrat. b) Les aires à échanger sont délimitées par ouverture du masque par photolithographie, puis on procède à l'échange d'ions. c) Retrait du masque puis découpe et polissage des facettes d'entrée/sortie.

II.3.2.3. Modèle de diffusion

La détermination des propriétés de guidage des structures réalisées par échange d'ions nécessite la connaissance de la distribution d'indice dans la zone échangée. Cette dernière est par ailleurs liée à la concentration normalisée en dopants (cf. (2. 35)) via la relation :

$$n(x, y, z) = n_{sub} + \Delta n_{max} c(x, y, z) \quad (2. 36)$$

avec n_{sub} l'indice de réfraction du substrat non dopé, Δn_{max} la variation maximale d'indice de réfraction, obtenue lorsque la totalité des sites disponibles pour l'échange sont échangés, et c la concentration normalisée en dopants.

Le bain utilisé lors de l'échange d'ions contient un mélange de sels des espèces M^+ et Na^+ . Durant l'échange, lorsque le substrat entre en contact avec les sels fondus, il existe un gradient de concentration très fort à sa surface pour les espèces M^+ du bain et Na^+ du verre (Figure 2- 11). Ainsi, dans un premier temps, les ions M^+ du bain se substituent aux ions sodium de la surface du substrat, jusqu'à atteindre une concentration c_s en ions M^+ constante à la surface, telle que [161] :

$$c_s = \frac{x_M K}{1 + x_M(K - 1)} \quad (2.37)$$

avec x_M la concentration molaire de sel de M dans le bain, et K la constante d'équilibre thermodynamique de la réaction.

Dans un second temps, a lieu la diffusion des particules M^+ à l'intérieur du verre. Elle est due au gradient de concentration en dopants au sein du verre. L'évolution temporelle de la concentration normalisée en ions M^+ dans le substrat est alors régie par l'équation [161] :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -div \left(\frac{D_{M^+}}{1 - \alpha} \overrightarrow{grad}(c) \right) \quad (2.38)$$

avec $\alpha = 1 - D_{M^+}/D_{Na^+}$ le coefficient de Stewart, et D_{M^+} et D_{Na^+} les coefficients de diffusion des ions M^+ et Na^+ . Par ailleurs, une description rigoureuse du processus de diffusion nécessite la prise en compte de l'effet d'alcalin mixte. Cet effet implique une dépendance des coefficients de diffusion avec la valeur de la concentration. L'un des modèles couramment utilisés est le suivant :

$$\begin{cases} D_{Na^+}(c) = D_{Na_1^+} \cdot e^{A(1-c^2)} \\ D_{M^+}(c) = D_{M_1^+} \cdot e^{Bc^2} \end{cases} \quad (2.39)$$

avec A et B les coefficients d'alcalin mixte [161]. On remarque que $D_{Na^+}(c = 1) = D_{Na_1^+}$ de sorte que $D_{Na_1^+}$ représente le coefficient de diffusion des ions sodium dans le verre lorsque celui-ci est saturé en dopants. Par ailleurs, $D_{M_1^+}$ correspond au coefficient de diffusion des dopants dans la matrice vitreuse lorsque leur concentration tend vers 0.

Les paramètres liés aux propriétés de diffusion des ions au sein de la matrice vitreuse pour le verre phosphate IOG1 à la température de 320°C sont précisés dans le Tableau 2- 2.

Paramètres de diffusion	Valeur du coefficient
A	0,3±0,1
B	3,1±0,6
$D_{Na_1^+}$ ($\mu m^2 / min$)	1,5±0,5
$D_{Ag_1^+}$ ($\mu m^2 / min$)	0,6±0,3

Tableau 2- 2 : Valeurs des coefficients de diffusion dans le verre IOG1 à T = 320°C déterminés numériquement par une méthode Monte-Carlo [162].

Ces coefficients ont été déterminés expérimentalement lors des travaux de thèse de Bertrand Charlet [162] en utilisant la technique des m-lines [163], en complément du traitement numérique inverse-WKB [164].

À partir de ces outils, il est désormais possible de procéder au dimensionnement des guides d'onde pour notre structure.

II.4. Dimensionnement du guide d'onde

Dans cette partie, les raisonnements ainsi que les méthodes de calculs permettant le dimensionnement de la structure sont présentés. Il s'agit de définir les caractéristiques géométriques (et donc de propagation des champs) optimales du guide amplificateur, première brique de base dans l'élaboration du laser impulsionnel DFB. Les paramètres technologiques associés sont alors déterminés.

II.4.1. Approche qualitative

Afin d'obtenir un gain net positif (en dB) dans la structure, il faut qu'il y ait amplification, c'est-à-dire que les atomes excités par la pompe soient désexcités par émission stimulée. Ce mécanisme nécessite la présence d'un faisceau incident à la longueur d'onde de signal. Le gain va alors dépendre des puissances à la pompe et au signal, respectivement, mais aussi de leur répartition spatiale respective, i.e. de leur intensité.

Considérons tout d'abord le faisceau de pompe, de puissance P_0 donnée. Le rôle du pompage optique est d'exciter le maximum d'atomes actifs, et son efficacité est liée à sa section efficace d'absorption. Plus le volume éclairé sera faible, et plus le pompage sera efficace sur cette zone du matériau. La correspondance puissance/volume optimale est obtenue lorsque le seuil de saturation de la transition optique est atteint, i.e. lorsque l'inversion de population maximale est atteinte dans chaque section du volume considéré. Il est donc important de considérer le confinement du faisceau de pompe lors du dimensionnement.

Pour un milieu actif pompé optiquement de façon optimale, éclairé à la longueur d'onde de signal, trois cas de figure se présentent : le faisceau de signal éclaire un volume plus grand, plus petit, ou identique à celui de la pompe. S'il est plus grand, les atomes non excités par la pompe absorbent une partie du signal, et nuisent donc à l'amplification. S'il est plus faible, le pompage

est surdimensionné par rapport aux performances obtenues et on augmente le bruit de l'amplificateur. En revanche, lorsque les faisceaux de pompe et de signal éclairent une même zone du matériau, toute la surface excitée par la pompe est utile à l'amplification. C'est la configuration optimale pour un amplificateur.

En plus du confinement de la pompe à optimiser, il est donc crucial de considérer le recouvrement pompe/signal lors du dimensionnement.

II.4.2. Calcul du gain modal

En optique guidée, la propagation de l'énergie lumineuse se fait sur des modes discrets tels que ceux présentés sur la Figure 2- 9. Ainsi, la forme des modes guidés dépend non seulement du profil d'indice de la structure, mais aussi de la longueur d'onde. Pour simplifier l'étude, on se restreint au cas où le guide est monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal. Les modes de pompe et de signal, bien que de taille légèrement différente, auront des distributions d'intensité similaires. Ces derniers sont injectés à l'entrée du guide d'onde.

La répartition spatiale des flux de photons à la pompe et au signal dépend directement de celles des champs associés via la relation :

$$\phi_i(x, y, z) = \frac{I_i(x, y, z)}{h\nu_i} \quad (2. 40)$$

avec $h\nu_i$ l'énergie d'un photon, ϕ_i le flux de photons ($\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), I_i ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) l'éclairement énergétique auquel on fera référence sous la dénomination intensité du champ dans la suite du manuscrit, l'indice i se rapportant au faisceau de pompe ou de signal.

Or, d'après l'équation (2. 14), le gain est fonction des flux de pompe et de signal. Ainsi, si l'on considère une propagation selon l'axe (Oz), chaque point (x, y) d'une tranche de matériau d'épaisseur dz va présenter un gain local $\gamma_i(x, y, z)$ différent. Le gain global sur une tranche va donc dépendre de la forme des modes, on parle alors de gain modal.

On réécrit le lien entre l'évolution des flux aux longueurs d'onde de pompe et de signal et le gain local décrit par l'équation (2. 15) en prenant en compte le caractère non uniforme du gain local :

$$\frac{\partial \phi_i(x, y, z)}{\partial z} = \gamma_i(x, y, z) \phi_i(x, y, z) \quad (2.41)$$

En intégrant cette expression dans le plan (xOy) , et en utilisant l'expression (2.40), il vient :

$$\frac{\partial}{\partial z} \iint_{-\infty}^{\infty} I_i(x, y, z) dx dy = \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma_i(x, y, z) I_i(x, y, z) dx dy \quad (2.42)$$

Puis, en posant $I_i^N(x, y)$ la répartition normalisée de l'intensité du mode guide i :

$$I_i^N(x, y) = \frac{I_i(x, y, z)}{\iint_{-\infty}^{\infty} I_i(x, y, z) dx dy} = \frac{I_i(x, y, z)}{P_i(z)} \quad (2.43)$$

avec P_i la puissance portée par le mode guidé i . Par définition, un mode guidé est un mode propre de la structure, donc son profil d'intensité ne varie pas lors de la propagation (pas de dépendance en z).

On a finalement l'expression de l'évolution de la puissance au cours de la propagation dans notre guide qui se présente sous la forme [38] :

$$\frac{d}{dz} P_i(z) = \left[\iint_{-\infty}^{\infty} \gamma_i(x, y, z) I_i^N(x, y) dx dy \right] P_i(z) = g_i(z) P_i(z) \quad (2.44)$$

Avec le gain modal g_i :

$$g_i(z) = \iint_{-\infty}^{\infty} \gamma_i(x, y, z) I_i^N(x, y) dx dy \quad (2.45)$$

II.4.3. Détermination des paramètres technologiques

Pour procéder au dimensionnement du guide amplificateur, il s'agit désormais de trouver le meilleur compromis entre confinement et recouvrement des champs. Pour ce faire, on va dans un premier temps définir la plage de modicité des guides en fonction des paramètres technologiques propres à leur fabrication.

À partir de l'équation (2. 38), les paramètres du Tableau 2- 2 permettent de remonter à la carte de concentration d'un guide échangé, via un logiciel développé au laboratoire. La relation (2. 36) fait le lien entre profil en concentration et profil d'indice, à partir duquel le solveur de modes du logiciel commercial Optiwave® calcule la carte de champ du (des) mode(s) guidé(s) ainsi que la valeur de l'indice effectif de chaque mode par différences finies, dans le cadre de l'approximation scalaire. L'approximation scalaire se justifie par la faible valeur des variations d'indice engendrées par l'échange d'ions.

Pour limiter les pertes lors de la propagation du champ électromagnétique dans le guide d'onde, les travaux de Bertrand Charlet concluent à une concentration optimale en nitrate d'argent de 20% molaires. Les paramètres libres de notre étude sont alors la taille de la fenêtre de diffusion et la durée de l'échange d'ions.

Les résultats de simulation de modicité, pour $\lambda_p = 980$ nm et $\lambda_s = 1030$ nm, en fonction de ces deux paramètres sont réunis dans le diagramme de la Figure 2- 13.

Nous choisissons de considérer une échelle de temps d'échange entre 2 min 30 s et 10 min. En effet, en deçà de 2,5 min la procédure perd en reproductibilité en raison des variations de durée d'un échange à l'autre (environ 5 s) dues à l'utilisateur, ainsi que des variations de température du bain lors de l'immersion de la plaque. Au delà de 10 minutes d'échange, la plupart des guides sont bimodes aux longueurs d'onde de pompe et/ou de signal. Pour la largeur de la fenêtre de diffusion, on considère des guides de largeur $0,5 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ avec un pas de $0,1 \mu\text{m}$, puis des guides de $1 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ par pas de $0,5 \mu\text{m}$.

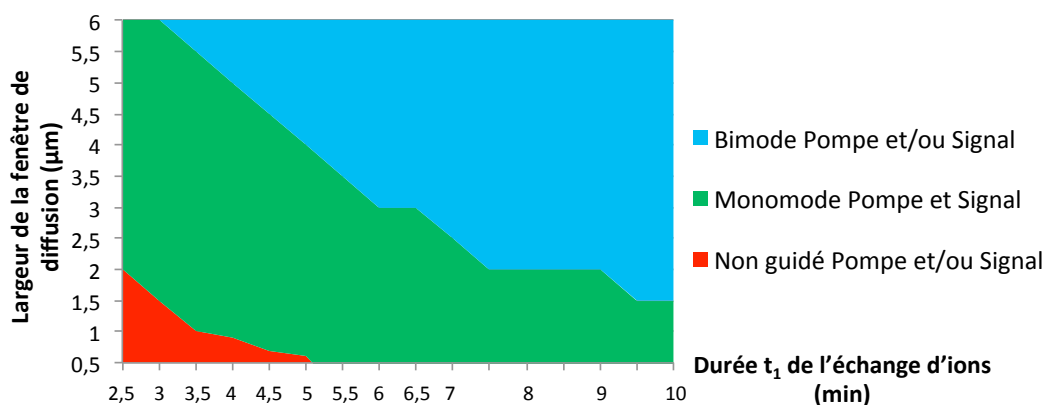


Figure 2- 13 : Diagramme de modicité obtenu par simulation des champs à la pompe ET au signal de la structure échangée, en fonction du temps t_1 de l'échange d'ions argent et de la largeur W de la fenêtre de diffusion.

D'après la Figure 2- 13, tous les doublets (W , t_1) de la zone verte correspondent à une situation de monomodicité à la fois à la pompe et au signal. Pour opérer la sélection, on va calculer le gain petit signal à l'entrée de l'amplificateur pour chaque couple (W , t_1) éligible. Pour faire ce calcul, on considèrera en première approximation qu'il n'y a pas de phénomènes parasites (luminescence coopérative, émission spontanée amplifiée).

Les résultats de simulation du gain modal sont présentés sur la Figure 2- 14. Pour en faciliter la lecture, seules certaines valeurs de fenêtres de diffusion W sont représentées.

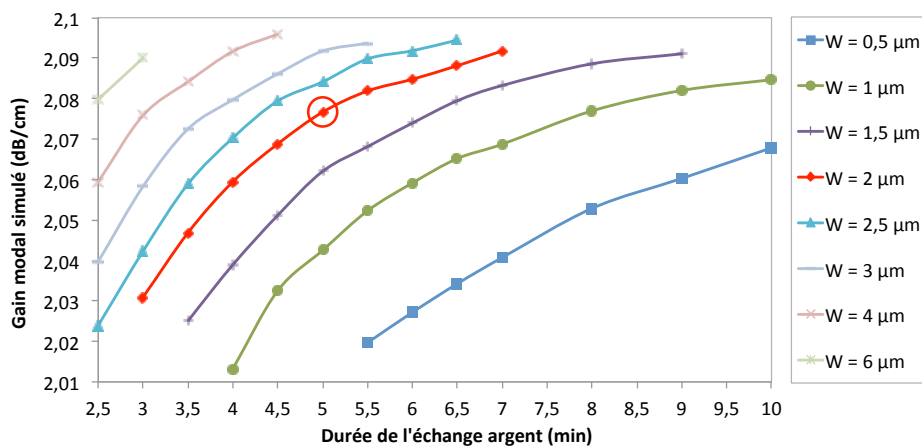


Figure 2- 14 : Gain modal @ 1030 nm simulé en fonction de la durée de l'échange argente pour plusieurs ouvertures de diffusion. Le résultat de simulation correspondant au doublet ($W = 2 \mu\text{m}$, $t_1 = 5 \text{ min}$) est entouré.

On remarque que l'évolution du gain modal en fonction du temps d'échange présente une allure similaire selon les différentes ouvertures de diffusion. Étant donné l'incertitude sur les paramètres de diffusion, on souhaite se rapprocher du gain maximal tout en restant loin de la zone bimode. On sélectionne donc un temps d'échange de 5 min pour une ouverture de diffusion de $2 \mu\text{m}$. Il est à noter que, si le temps d'échange doit être fixé, une certaine marge de manœuvre demeure sur W , puisqu'il est permis de réaliser plusieurs ouvertures sur le même échantillon.

Les profils de mode simulés, pour les paramètres d'échange $W = 2 \mu\text{m}$ et $t_1 = 5 \text{ min}$, sont présentés sur la Figure 2- 15, qui renseigne les caractéristiques des modes guidés aux longueurs d'onde de pompe (980 nm) et de signal (1030 nm).

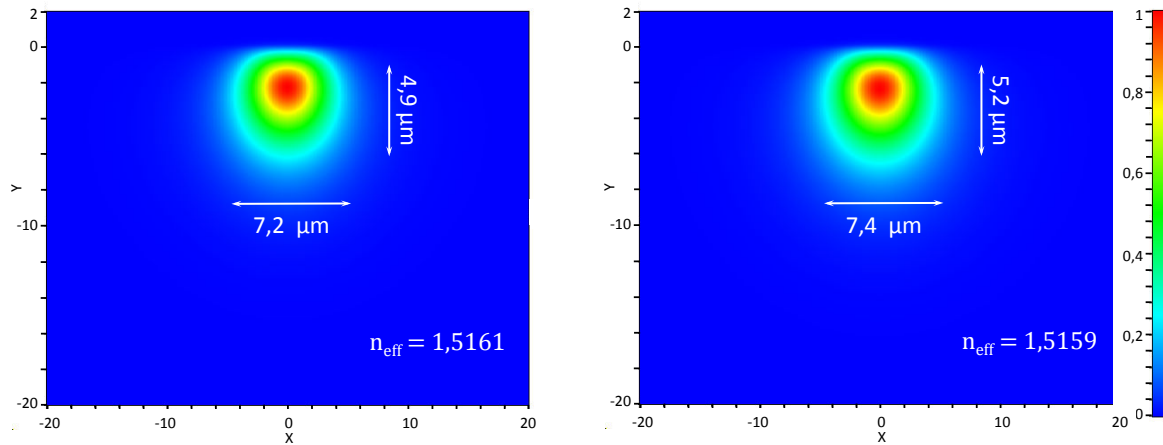


Figure 2- 15 : Profil des modes fondamentaux dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ après un échange Ag^+/Na^+ de 5 min pour les longueurs d'onde de pompe (à gauche) et de signal (à droite). Sont également précisées les largeurs horizontale et verticale du mode, ainsi que l'indice effectif du guide.

II.5. Réalisation et caractérisations passives de validation

II.5.1. Etapes de fabrication et choix des matériaux

Les guides d'onde qui vont servir de milieu amplificateur (MA) aux lasers sont des guides droits en surface. Comme vu au II.3.2, ces guides d'onde sont réalisés par une augmentation de l'indice de réfraction dans une zone finie de l'espace. Il faut donc protéger les aires de la plaque que l'on ne souhaite pas modifier. A cet effet, un masque de silicium d'épaisseur 35 nm est déposé sur une face du substrat (diamètre 6 cm et d'épaisseur 1,4 cm) par pulvérisation cathodique (Figure 2- 16), dans un bâti Alcatel à 200°C. Ce matériau est préféré à l'alumine, utilisée classiquement en optique intégrée sur verre. En effet, le substrat étant un verre aluminophosphate, celui-ci serait endommagé par la gravure d'un masque en alumine.

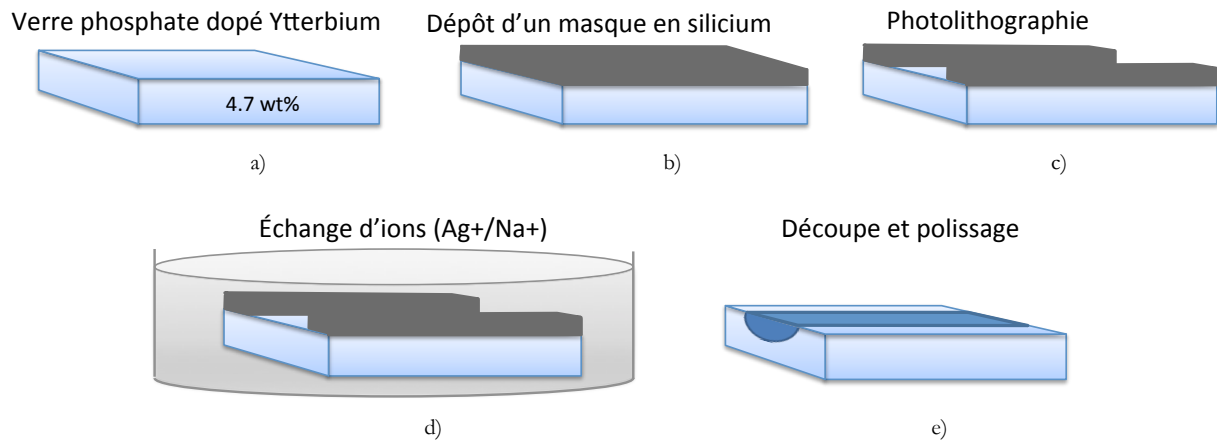


Figure 2- 16 : Etapes technologiques de réalisation d'un guide d'onde amplificateur par échange d'ions Ag^+/Na^+ dans un verre phosphate. a) Nettoyage du verre. b) Dépôt d'un masque de silicium imperméable à l'échange d'ions et non réactif. c) Ouverture du masque par photolithographie. d) Echange d'ions. e) Retrait du masque puis découpe et polissage des facettes d'entrée/sortie.

Les zones à échanger sont définies par une opération de photolithographie. Une couche d'épaisseur 500 nm de photo-résine positive Shipley 1805 est déposée à la tournette. Les motifs de guides droits de largeur $W = 0,5 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$ d'un masque chromé sont imprimés sur la résine photosensible par insolation UV. Après développement et vérification de la réussite de la lithographie au microscope optique, la gravure des motifs dans le masque de silicium est effectuée par gravure ionique réactive (RIE, Reactive Ion Etching) pendant 30 s. Le gaz réactif employé est un plasma d'hexafluorure de soufre (SF_6) à une puissance RF de 50 W. L'échantillon est ensuite débarrassé de la résine par un nettoyage au solvant Ultradeposit Remover Shipley.

L'échange d'ions est réalisé en plongeant le substrat photolithographié dans un bain contenant les sels NaNO_3 et AgNO_3 (20%) fondus à une température de 320°C pendant 5 min. L'échange a alors lieu entre les ions modificateurs de réseau Na^+ et les ions Ag^+ du bain. Parmi les ions proposés à l'échange dans le Tableau 2- 1, l'argent présente un rayon ionique raisonnablement proche de celui du sodium, limitant ainsi les contraintes mécaniques, et une polarisabilité suffisante pour obtenir des variations d'indice intéressantes pour un faible temps d'échange. Cependant, les ions argent sont susceptibles d'être réduits en atome d'argent par la présence d'atomes d'hydrogène localisés à la surface du verre. La transparence du substrat peut alors être dégradée par la formation de précipités d'argent, qui créent des pertes par diffusion et absorption de la lumière. Afin d'éviter l'apparition de ces précipités à la surface du verre, une trempe dans un bain contenant uniquement du sodium est effectué pendant 10 s à une température de 320°C , suite à l'échange. Afin d'éliminer d'éventuels précipités d'argent persistant, le substrat échangé subit ensuite un nettoyage dans une solution de nitrate de fer III, puis dans du

Remove. Après retrait du masque par gravure RIE, les facettes d'injection et réception de la lumière sont réalisées par découpe puis polissage optique du substrat sur sa tranche. Cette dernière étape est soigneusement effectuée afin de limiter les pertes de couplage dans la structure.

Afin de vérifier la validité de notre dimensionnement et le succès des étapes de réalisation technologique, nous procédons à la caractérisation du profil d'intensité des modes guidés dans les structures réalisées.

II.5.2. Profil d'intensité des modes guidés

Le banc de mesure du profil d'intensité d'un mode guidé est représenté sur la Figure 2-17. L'échantillon est maintenu par aspiration sur une platine dont la position peut être ajustée dans les trois directions de l'espace grâce à des micro-positionneurs. La lumière issue d'une source laser émettant à $\lambda = 980$ nm est injectée en entrée du guide d'onde via une fibre HI 1060 (®Corning), monomode à 980 nm. Un objectif de microscope, de grandissement 25, permet de focaliser l'image de l'arrête de sortie du composant sur une caméra infrarouge. L'image alors visualisée correspond à la carte d'intensité du champ électromagnétique en sortie du guide. Son analyse permet d'estimer la qualité du guidage et de déterminer la modicité du guide à la longueur d'onde de travail ainsi que la largeur des modes.

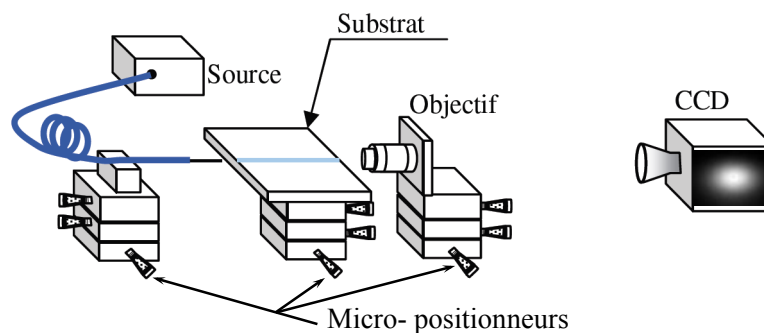


Figure 2- 17 : Montage expérimental de mesure des profils d'intensité des modes guidés.

La modicité est le nombre de modes guidés par la structure à la longueur d'onde de travail. On la mesure en déplaçant latéralement la fibre d'injection (le long de la facette d'entrée). En effet, lorsque le guide est multimode, le déplacement de la fibre se traduit par une

modification de la répartition d'énergie couplée sur chacun des modes. On observe alors une répartition nouvelle de l'intensité du champ (Figure 2- 18).

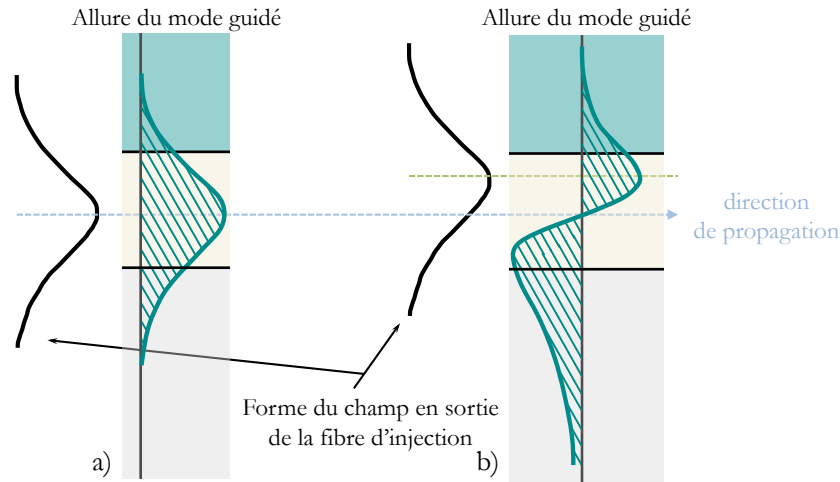


Figure 2- 18 : Influence de l'injection sur l'excitation des modes guidés. a) Excitation du mode fondamental. b) Excitation du mode guidé d'ordre 1.

L'échantillon comporte des motifs de jonction Y dont les bras sont espacés de $25\ \mu\text{m}$. Ces motifs assurent la fonction d'étalon de mesure lors du traitement des images enregistrées par la caméra. L'observation des profils d'intensité permet de conclure quant à la monomodicité des guides d'onde réalisés avec des fenêtres de diffusion de largeur comprise entre $0,5\ \mu\text{m}$ et $2,5\ \mu\text{m}$. À partir des données fournies par la caméra, les largeurs horizontale et verticale des modes fondamentaux, dont le profil d'intensité est assimilé à une gaussienne, sont déterminées en I_{max}/e^2 (Figure 2- 19). Les guides droits d'ouverture $W = 2\ \mu\text{m}$ sur le masque présentent des diamètres de champs horizontaux et verticaux de $(7,04 \pm 0,15)\ \mu\text{m}$ x $(4,44 \pm 0,15)\ \mu\text{m}$, respectivement.

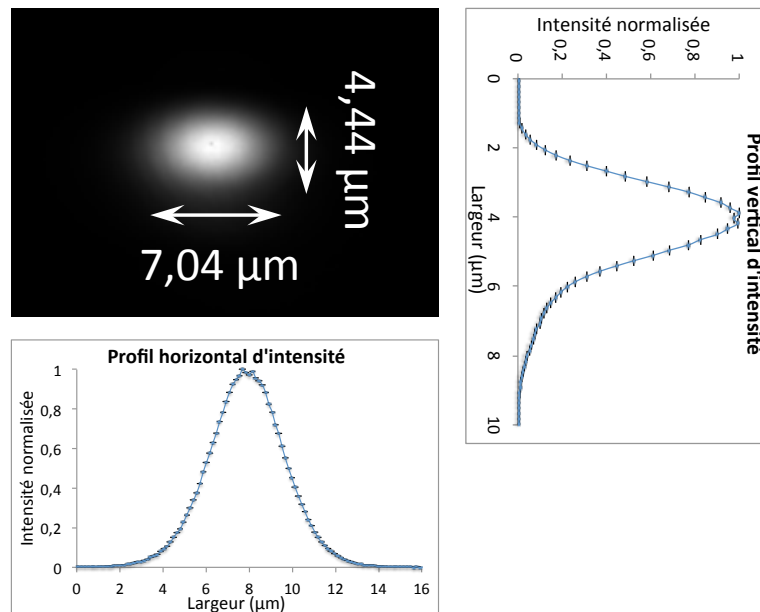


Figure 2- 19 : Carte d'intensité en sortie d'un guide droit monomode d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ à $\lambda = 980 \text{ nm}$.

Les résultats de mesure de champ proche pour les différentes ouvertures de guide sont réunis sur le graphique de la Figure 2- 20 et comparés aux résultats de simulation pour un échange de 5 min, comme déterminé lors de l'étape de dimensionnement.

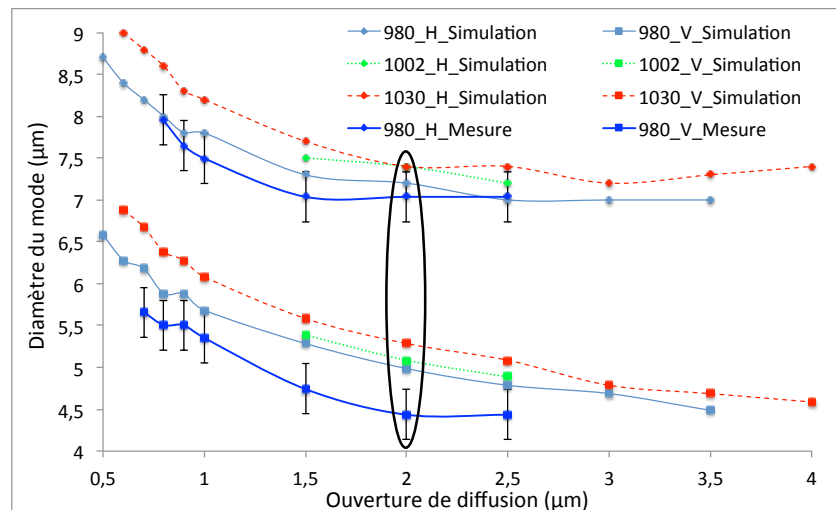


Figure 2- 20 : Diamètres horizontal (H) et vertical (V) des modes guidés déterminés expérimentalement à 980 nm et comparés aux résultats de simulation pour différentes ouvertures de guide aux longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. Les résultats pour une ouverture de 2 μm sont entourés.

On constate une bonne correspondance entre les résultats de simulation et les données expérimentales, aux incertitudes de mesure près, à l'exception des profils de modes verticaux des guides d'ouverture de diffusion $W = 1,5 \mu\text{m}$ et $W = 2 \mu\text{m}$. Pour ces guides, le champ est davantage confiné verticalement que ce que prédit la simulation.

On utilisera par la suite les données de simulation. Les différences de largeur de mode ont alors pour conséquence une sous-estimation des pertes par couplage, ainsi que du gain.

II.5.3. Pertes par couplage

La mesure du champ guidé par la fibre optique HI 1060 à la même longueur d'onde, est comparée à celle des guides dans le but de déterminer les pertes par couplage via la formule (2. 46) :

$$\eta = \frac{|\iint E_{FO} E_g^* dx dy|^2}{\iint |E_{FO}|^2 dx dy \iint |E_g|^2 dx dy} \quad (2. 46)$$

où E_{FO} et E_g sont respectivement les champs électriques de la fibre optique et du guide échangé.

Elles sont donc liées au recouvrement spatial entre les champs dans la fibre et dans le guide. Au maximum, le recouvrement vaut 1 (champs identiques) et les pertes par couplage sont nulles. La fibre optique utilisée est structurellement caractérisée par une symétrie cylindrique. Les diamètres des champs horizontal et vertical valent alors $(5,5 \pm 0,3) \mu\text{m}$ (les données constructeurs donnent une largeur de mode de $(5,9 \pm 0,3) \mu\text{m}$). Les pertes par couplages à $\lambda = 980 \text{ nm}$ entre la fibre et le guide $W = 2 \mu\text{m}$ sont évaluées à $P_{\text{couplage}} = 0,40 \text{ dB}$ (Figure 2- 21).

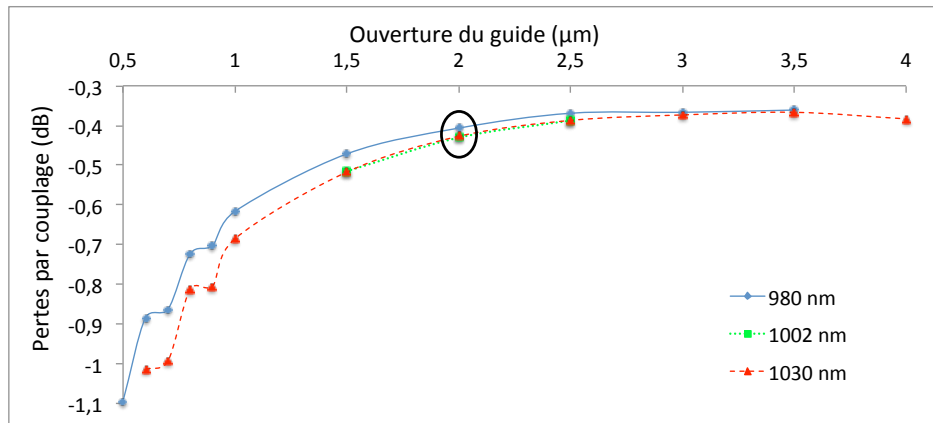


Figure 2- 21 : Évolution des pertes par couplage en fonction de l'ouverture du guide pour les longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. Les résultats pour une ouverture de 2 μm sont entourés.

La détermination de la qualité du guidage doit être désormais complétée d'une mesure quantitative des pertes liées à la propagation dans les guides amplificateurs.

II.5.4. Pertes par propagation dans la structure

La mesure des pertes par insertion de nos structures est fondamentale, car elle renseigne sur la qualité d'exécution des étapes technologiques, et permet une connaissance complète des sources de pertes.

Le banc de mesure de pertes est représenté sur la Figure 2- 22. L'échantillon est maintenu par aspiration sur une platine. La lumière issue d'une source laser émettant à $\lambda = 1060$ nm est injectée en entrée et récupérée en sortie du guide d'onde via deux fibres HI 1060, monomodes à 1060 nm. Cette longueur d'onde est sélectionnée car elle est, à la fois, proche des longueurs d'onde de pompe et de signal, et hors des gammes d'absorption et d'émission de l'ytterbium dans le verre IOG1 (Figure 2- 5). Afin d'obtenir la meilleure injection possible, les fibres d'entrée/sortie sont déplacées par des micro-positionneurs manuels (déplacement précis jusqu'à 1 μm) ainsi que piézoélectriques (précision jusqu'à 30 nm) dans les trois directions de l'espace.

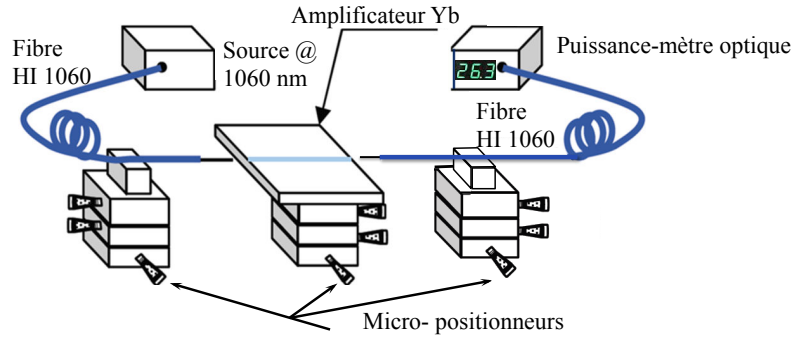


Figure 2- 22 : Montage expérimental de mesure des pertes par propagation dans les guides échangés.

Les pertes par insertion sont déterminées à partir des puissances mesurées en sortie de guide et lorsque les deux fibres sont soudées l'une à l'autre (mesure de référence sans l'échantillon). Elles comprennent trois types de pertes :

- Les pertes de Fresnel

Elles sont liées à la discontinuité d'indice de réfraction à l'interface air/verre et valent 0,18 dB à chaque interface.

- Les pertes par couplage

Elles sont dues à un recouvrement inférieur à 100% entre le champ de la fibre et celui du guide et valent 0,40 dB pour chaque facette (injection et réception avec une fibre optique HI 1060).

- Les pertes par propagation

Les pertes par propagation ont pour origines les irrégularités du guide et la diffusion due à la présence d'impuretés, de défauts de surface ou d'inhomogénéité dans le matériau. On suppose une répartition homogène des pertes sur la longueur du composant de sorte que la puissance selon l'axe de propagation (Oz) s'exprime :

$$P(z) = P(0) \exp (-\alpha_{\text{propagation}} z) \quad (2. 47)$$

avec $\alpha_{\text{propagation}}$ le coefficient linéique de pertes (m^{-1}). En pratique, les pertes par propagation sont déduites des pertes par insertion auxquelles on soustrait les pertes par couplage et de Fresnel de sorte que :

$$\alpha_{\text{propagation}}^{\text{dB/cm}} = (P_{\text{insertion}}^{\text{dB}} - 2 P_{\text{couplage}}^{\text{dB}} - 4 P_{\text{Fresnel}}^{\text{dB}}) / L_{\text{propagation}} \quad (2. 48)$$

avec $P_{insertion}^{dB}$, $P_{couplage}^{dB}$ et $P_{Fresnel}^{dB}$ respectivement les pertes d'insertion, de couplage et de Fresnel exprimées en dB, et $L_{propagation}$ la longueur du guide amplificateur (en cm).

On remarque que lors de la mesure, une cavité Fabry-Pérot est formée de facto entre les facettes clivée à 90° de la fibre optique et polie à 90° du guide d'onde. Ainsi, en modifiant l'écart entre lesdites facettes, la transmission de la cavité est modifiée. Grâce à la précision des microcontrôleurs piézoélectriques, il est donc possible de ramener la transmission de cette cavité à 1, éliminant ainsi les pertes de Fresnel aux interfaces, si bien que les pertes par propagation s'expriment finalement :

$$\alpha_{propagation}^{dB/cm} = (P_{insertion}^{dB} - 2 P_{couplage}^{dB}) / L_{propagation} \quad (2. 49)$$

La mesure des pertes par insertion est accomplie pour tous les guides qui nous intéressent de façon systématique afin d'une part, d'avoir une meilleure idée de la qualité de la propagation sur l'ensemble de l'échantillon, et donc de la qualité de la réalisation technologique ; d'autre part d'éliminer les guides au comportement aberrant (en bien comme en mal). On mesure alors, sur nos guides d'onde de 4 cm de long, des pertes par insertion de $(0,75 \pm 0,1)$ dB ce qui correspond à des pertes par propagation inférieures à 0,1 dB/cm, qui est la limite de résolution de notre mesure. On est ici à l'état de l'art des pertes linéiques obtenues en optique intégrée sur verre, sur un substrat de verre de phosphate.

À partir de la connaissance des caractéristiques de la propagation du champ (modicité, diamètres des champs guidés, pertes), des paramètres spectroscopiques (cf. II.1.5. et 6.) et des équations de populations, déterminées analytiquement d'après le modèle proposé dans la partie II.1.7, on peut désormais procéder à l'écriture d'un outil de calcul numérique permettant de simuler le comportement amplificateur de nos structures.

II.6. Détermination théorique du gain fourni par l'amplificateur

Le développement d'un outil de simulation du gain permet une meilleure compréhension du comportement de notre amplificateur. Une fois maîtrisé, cet outil de calcul autorise la mise en œuvre d'évaluations prédictives au niveau de l'amplification. C'est donc un élément essentiel pour la suite de l'étude, lors de la modélisation du comportement et des performances du laser.

L'amplificateur étant pompé par une des extrémités du guide d'onde, le gain n'est pas uniforme le long de celui-ci. Au cours de la propagation, les flux de pompe et de signal sont modifiés, induisant ainsi une variation spatiale de la valeur de l'inversion de population, et donc du gain (2. 14). Aussi, afin de considérer les effets de la propagation, le milieu amplificateur est divisé, dans la direction de propagation (Oz), en sections élémentaire $dz = 400 \mu\text{m}$, au sein desquelles le gain est supposé constant. Le gain modal $g(z)$ est alors calculé, aux longueurs d'onde de pompe et signal, pour chaque dz :

$$g(z) = \iint \gamma(x, y, z) I^N(x, y) dx dy \quad (2. 45)$$

Le gain local $\gamma(x, y, z)$ est calculé d'après la formule (2. 14) à partir des valeurs expérimentales réunies dans le Tableau 2- 1. Le profil d'intensité normalisé $I^N(x, y)$ est obtenu à partir des champs simulés.

Longueur d'onde (nm)	Section efficace d'absorption (m^2)	Section efficace d'émission (m^2)
975	$13,41 \times 10^{-25}$	$13,41 \times 10^{-25}$
1002	$1,064 \times 10^{-25}$	$4,041 \times 10^{-25}$
1030	$1,84 \times 10^{-26}$	$2,4 \times 10^{-25}$

Table 2-1 : Sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'onde de pompe et de signal.

Pendant l'étude du guide amplificateur, on suppose négligeable la contribution du deuxième ordre en champ dans l'expression de l'indice de réfraction (pas d'effet non linéaire de type Kerr). De même, on suppose que le gain (partie imaginaire de l'indice de réfraction) ne modifie pas le profil d'indice de réfraction du guide de façon significative via les relations de Kramers-Kronig. On considère alors que les champs conservent la même répartition spatiale au cours de leur propagation.

L'équation de propagation du flux de photon (2. 44) est ensuite intégrée selon l'axe (Oz).

$$\frac{dP(z)}{dz} = g(z) P(z) \quad (2. 44)$$

Les courbes d'évolution du gain dans un guide amplificateur de longueur 4 cm sont présentées sur la Figure 2- 23. On constate qu'il existe deux régimes de saturation : à la pompe et au signal. Lorsque la puissance de signal augmente, à puissance de pompe constante, la population du niveau excité est davantage « consommée », sans que le pompage optique ne pallie cette tendance puisqu'il est constant, conduisant ainsi à une diminution de l'inversion de population et donc du gain. On parle de saturation au signal, et on définit la puissance de saturation au signal P_{sat} comme la puissance de signal telle que le gain petit signal de l'amplificateur est diminué de moitié (Figure 2- 23a). On note ici que la puissance de saturation au signal est assez importante puisque de 100 mW environ.

Lorsque la puissance de pompe augmente, à puissance de signal constante, davantage d'énergie est apportée aux ions ytterbium pour aller vers les niveaux excités. L'inversion de population augmente alors jusqu'à atteindre un maximum : on parle alors de saturation de la transition. En effet, toute la puissance de pompe fournie au-delà du seuil de saturation sera restituée en sortie de guide. Le gain étant directement lié à l'inversion de population, celui-ci suit les mêmes variations comme le montre la Figure 2- 23b. Par ailleurs, on constate qu'une augmentation du coefficient d'up-conversion conduit à une baisse du gain dans la structure.

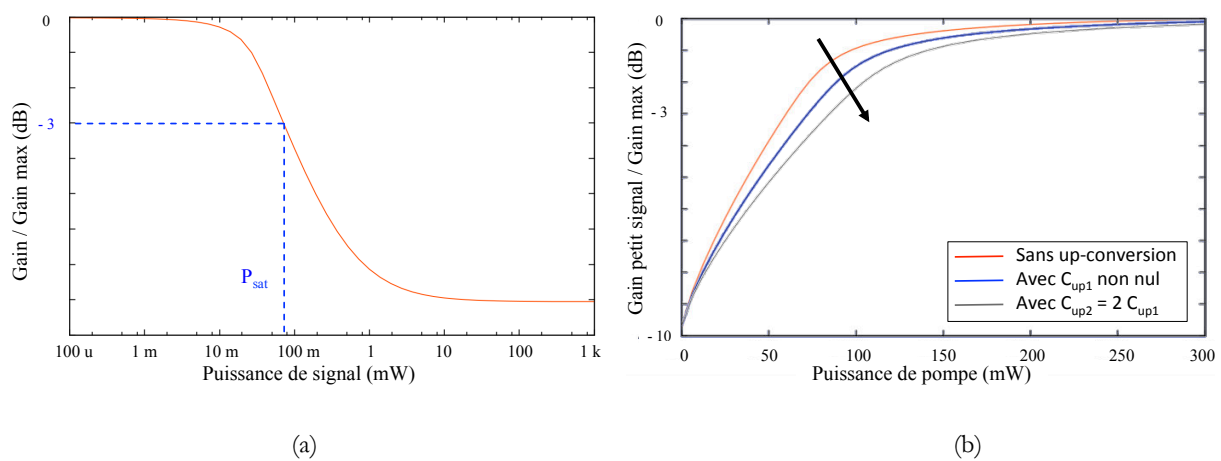


Figure 2- 23 : Évolution du gain dans l'amplificateur ytterbium. a) Gain normalisé en fonction de la puissance de signal avec la puissance de saturation au signal qui correspond à la diminution du gain de moitié. b) Gain normalisé en fonction de la puissance de pompe pour trois différentes valeurs du coefficient C_{up} d'up-conversion. La saturation à la pompe correspond à une saturation en valeur haute pour des fortes puissances de pompe.

II.7. Mesures du gain des guides amplificateurs

La mesure du gain du guide amplificateur consiste en l'injection simultanée d'un faisceau laser de signal à amplifier, et d'un faisceau laser de pompe. Le signal récupéré en sortie du guide est ensuite comparé à celui d'entrée. Ceci est rendu possible par l'utilisation d'un multiplexeur pompe/signal pour les longueurs d'onde 980/1030 nm (Figure 2- 24). Le pompage optique est fourni par une diode laser à la longueur d'onde $\lambda = 975$ nm et un laser titane-saphir pour le signal. Deux longueurs d'onde de signal, $\lambda = 1030$ nm et $\lambda = 1002$ nm, ont été utilisées.

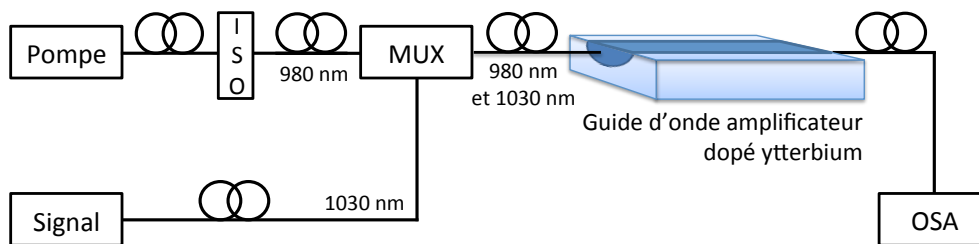


Figure 2- 24 : Montage expérimental de la mesure de gain dans un guide amplificateur. « ISO » est un isolateur à la longueur d'onde de pompe pour protéger le laser de pompe de toute réflexion ; « OSA » est un analyseur de spectre optique ; et « MUX » est un multiplexeur pompe/signal. Les fibres optiques représentées sont des HI 1060 (®Corning).

Comme décrit sur la Figure 2- 24, le signal en sortie du guide d'onde est collecté par une fibre HI 1060 et visualisé sur un analyseur de spectre optique (Figure 2- 25), afin d'identifier et de supprimer la contribution de l'émission spontanée amplifiée (ASE, Amplified Spontaneous Emission).

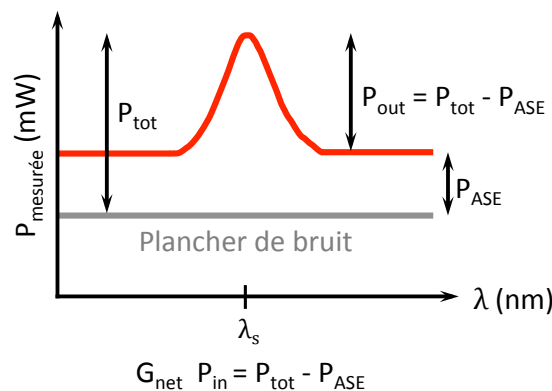


Figure 2- 25 : Méthode de détermination de la puissance de sortie à la longueur d'onde de signal λ_s à partir du spectre centré sur λ_s .

Le gain net au signal de l'amplificateur s'exprime alors comme le rapport :

$$G_{net}(\lambda_s, P_{pompe}) = P_{out}(\lambda_s, P_{pompe}) / P_{in}(\lambda_s) \quad (2. 50)$$

avec P_{in} et P_{out} les puissances (en W) à la longueur d'onde de signal λ_s injectée en entrée et récupérée en sortie de l'amplificateur, respectivement, et P_{pompe} la puissance de pompage optique.

La mesure du gain net petit signal ($P_{signal} = 0,12$ mW) est présentée pour des guides d'onde d'ouverture $W = 2$ μ m et $W = 2,5$ μ m sur la Figure 2- 26. Le gain net maximum obtenu à $\lambda_s = 1030$ nm est de 6 dB, pour une puissance de pompe $P_{pompe} = 150$ mW. Au-delà, on n'observe pas d'augmentation significative du gain : on a atteint la saturation à la pompe. La mesure du gain net petit signal ($P_{signal} = 0,9$ μ W) est présentée à $\lambda_s = 1002$ nm pour des guides d'onde d'ouverture $W = 2$ μ m et $W = 2,5$ μ m sur la Figure 2- 26 (c et d). Un gain maximal de 10 dB est obtenu pour une puissance de pompe $P_{pompe} = 150$ mW.

Nos données expérimentales, confrontées à celles extraites à partir du modèle d'amplification optique proposé en II.6 montrent que les résultats de simulation sont en accord avec les données expérimentales pour un coefficient de luminescence coopérative $C_{up} < 1 \times 10^{-25}$ m³ s⁻¹. On ne peut déterminer ce coefficient avec davantage de précision : en deçà de ce seuil, aucun changement notable n'est opéré sur la courbe de gain. En revanche, au-delà de cette valeur seuil, la simulation s'éloigne de l'expérience. On compare alors les données de simulation avec C_{up} à sa valeur seuil et celles sans prise en compte de l'up-conversion : on obtient le même résultat.

La Figure 2- 26 présentent la comparaison des résultats expérimentaux (croix) avec les résultats de simulation sans prise en compte de l'up-conversion, représentés en trait plein. Dans la suite de l'étude on ne prendra donc en compte ni l'ASE, ni l'up-conversion dans la modélisation de l'amplificateur, et donc du laser ytterbium.

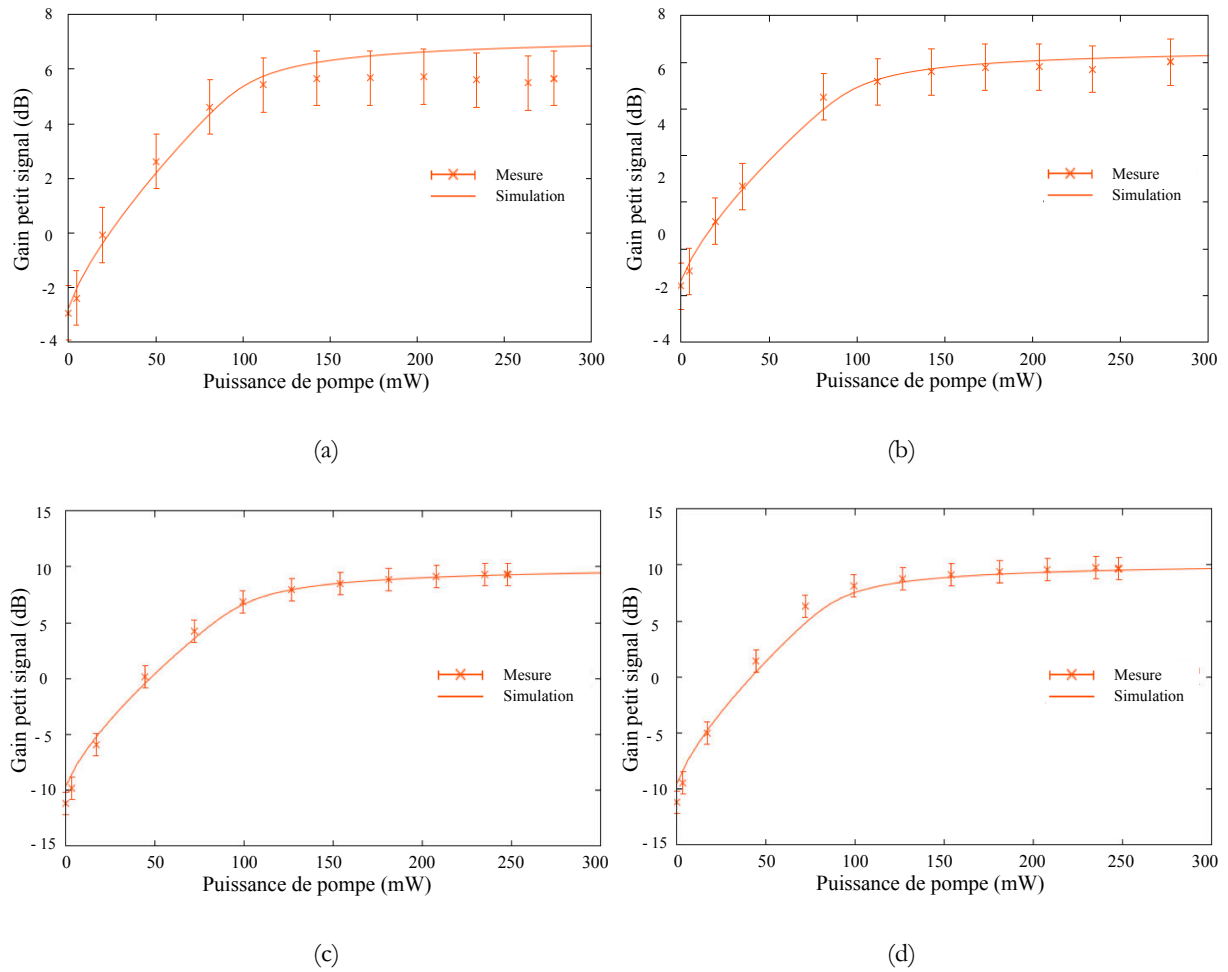


Figure 2- 26 : Résultat des mesures de gain (croix) et des simulations de l'amplification fournie par un guide d'onde de 4 cm dans un verre IOG1 dopé ytterbium (trait plein) à la longueur d'onde 1030 nm, pour des guides d'ouverture 2 μm (a) et 2,5 μm (b), ainsi qu'à la longueur d'onde 1002 nm pour des guides d'ouverture 2 μm (c) et 2,5 μm (d).

On a ainsi dimensionné puis réalisé une structure amplificatrice constituée d'un guide d'onde échangé monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal, dont les caractéristiques sont récapitulées dans le Tableau 2- 3. Ces guides présentent de faibles pertes par propagation et un bon couplage avec une fibre optique HI 1060. Par ailleurs, les résultats de simulation du gain petit signal sans prise en compte du phénomène de luminescence coopérative sont en très bon accord avec les mesures de gain et démontrent un gain net élevé dans la structure, compatible avec la réalisation de lasers.

Paramètres technologiques	Fenêtre de diffusion		2 μm
	Durée de l'échange		5 min
	Durée de la trempe		10 s
	Température de l'échange		320°C
	Concentration en nitrate d'argent		20% molaire
Caractérisation passive	Largeur du mode guidé	980 nm	4,9 μm x 7,2 μm
		1030 nm	5,2 μm x 7,4 μm
	Indice effectif	980 nm	1,5161
		1030 nm	1,5159
	Pertes par propagation		< 0,1 dB/cm
	Pertes par couplage avec une HI 1060		0,4 dB
Caractérisation active	Longueur du guide		4 cm
	Gain net maximal	1002 nm	10 dB
		1030 nm	7 dB

Tableau 2- 3 : Résumé des paramètres important de la réalisation et caractérisation du guide d'onde amplificateur.

II.8. Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, l'étude des propriétés spectroscopiques du verre phosphate IOG1 dopé ytterbium a permis l'établissement d'un modèle d'amplification optique, grâce à la détermination expérimentale des spectres d'absorption et d'émission du dopant, ainsi que de la durée de vie de son niveau métastable.

La compréhension des mécanismes en jeu lors du procédé d'échange d'ions a mené à l'identification des paramètres libres à partir desquels nous avons procédé à une étude de modicité des guides échangés. Le développement d'un outil de simulation du gain modal dans ces structures a alors finalisé le dimensionnement d'un guide d'onde amplificateur monomode aux longueurs d'onde de pompe et de signal.

La caractérisation des guides échangés a montré de faibles pertes par propagation dans les guides et un fort gain, en accord avec les résultats de simulation. Ces résultats permettent d'envisager l'implémentation de notre amplificateur dans une structure laser.

Chapitre 3

Caractérisation de lasers multimodes longitudinaux

Table des matières

III.1. INTRODUCTION.....	91
III.2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET MODELISATION DE LASERS PASSIVEMENT DECLENCHEES.....	92
III.2.1. Absorbant saturable et Q-switch passif.....	93
III.2.2. Modèle laser QS.....	104
III.3. CARACTERISATION DE LASERS A CAVITE EXTERNE.....	106
III.3.1. Laser continu à cavité de Fabry-Perot.....	106
III.3.2. Laser continu à cavité DBR.....	111
III.3.3. Lasers déclenchés à cavité DBR.....	114
III.4. CONCLUSION	122

III.1. Introduction

Le chapitre III est dédié à l'étude de lasers à cavité Fabry-Perot (FP) et à cavité à réflecteurs de Bragg. Tout d'abord le dimensionnement des cavités laser permettra la réalisation et la caractérisation des performances de ces lasers en fonctionnement continu. Le comportement impulsionnel sera ensuite étudié.

Celui-ci est obtenu par l'incorporation dans la cavité d'un modulateur de pertes. Il s'agit d'un matériau dit « absorbant saturable ». On présentera alors les caractéristiques de ce type de matériau en général et de l'absorbant saturable sélectionné pour cette étude en particulier, ainsi que son interaction avec les éléments de la cavité. Le comportement des lasers dimensionnés dans la première partie est alors étudié en fonctionnement impulsionnel. On s'intéressera particulièrement à leurs caractéristiques spectrales.

III.2. Principe de fonctionnement et modélisation de lasers passivement déclenchés

En régime permanent, la puissance émise par un laser impulsionnel a une évolution temporelle périodique. Sur le temps long, le train d'impulsions est caractérisé par la fréquence de répétition f_{rep} des impulsions et sa puissance moyenne $P_{moy} = \frac{1}{T} \int_0^T P(t) dt$ sur une période T . L'énergie E_{pulse} d'une impulsion vaut alors :

$$E_{pulse} = \frac{P_{moy}}{f_{rep}} \quad (3. 1)$$

Si on se concentre désormais sur une impulsion, on s'intéresse à sa durée FWHM τ_{pulse} et à sa puissance dite « puissance crête ». Cette dernière est liée aux autres paramètres du laser par la relation :

$$P_{crête} = E_{pulse} / \tau_{pulse} \quad (3. 2)$$

avec $P_{crête}$ la puissance crête et τ_{pulse} la durée d'impulsion.

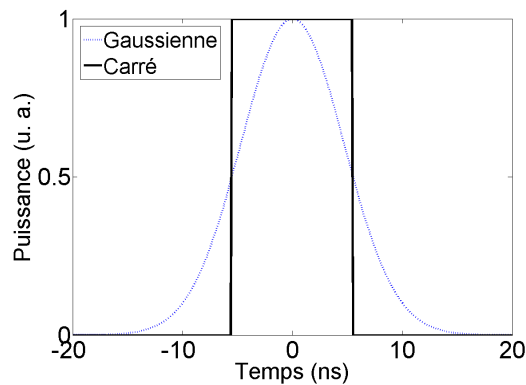


Figure 3- 1 : Comparaison de la forme d'une impulsion gaussienne avec une impulsion carrée de même largeur à mi-hauteur.

La relation (3. 2) est valable dans le cas particulier d'une impulsion de forme carrée. Un coefficient de valeur 0,94 est à appliquer pour une impulsion gaussienne (obtenu en comparant l'aire de la gaussienne avec celle du carré comme sur la Figure 3- 1). Dans ce cas, τ_{pulse}

correspond à la largeur à mi-hauteur. Dans la pratique, si l'impulsion ressemble à une gaussienne on utilise le coefficient 0,94 (3. 3).

$$P_{crête} = 0,94 E_{pulse} / \tau_{pulse} \quad (3. 3)$$

III.2.1. Absorbant saturable et Q-switch passif

L'obtention d'un régime impulsionnel de type déclenché nécessite l'utilisation d'un modulateur de pertes. Ce dernier peut être déclenché activement par un signal externe, on parle alors de Q-switch actif. Cette méthode requiert l'utilisation de module d'émission et de contrôle du signal déclencheur, ce qui crée un encombrement non compatible avec notre volonté d'intégration. Un fonctionnement Q-switch passif, en revanche, ne nécessite aucune action extérieure pour permettre le déclenchement du modulateur. C'est cette technique que l'on va employer dans cette étude. Après avoir expliqué le principe de fonctionnement du QS passif, on présentera le modulateur de pertes que nous avons choisi.

III.2.1.1. Principe de fonctionnement

Un absorbant saturable (AS) est un matériau dont la transmission optique dépend de la puissance incidente [165]. En interaction avec un flux lumineux de puissance inférieure au seuil d'un AS, celui sera considéré comme opaque. En revanche, si la puissance augmente au-delà du seuil, l'AS devient transparent. Inséré dans une cavité laser, ce matériau engendre alors des pertes dont la valeur dépend du flux de signal disponible dans la cavité : on parle alors de pertes saturables.

Pour obtenir l'effet laser, il faut équilibrer gain et pertes dans la cavité. La présence d'un AS nécessite alors un gain supérieur dans la structure. Si ce gain est atteint, l'effet laser s'amorce et la puissance augmente dans la cavité laser jusqu'à saturer l'AS et le rendre transparent. Les pertes chutent donc brutalement et le laser n'est plus dans les conditions d'équilibre. En effet, le gain est désormais bien supérieur aux pertes (Figure 3- 2). Le flux de photons augmente alors fortement (et donc la puissance de sortie), mais cela sature brusquement le gain qui chute à son tour. Celui-ci devient alors inférieur aux pertes : il n'y a plus d'effet laser, la population de photons dans la cavité devient très faible et l'AS est à nouveau opaque. Les pertes sont alors à leur niveau initial, le gain augmente et le cycle reprend. On génère ainsi périodiquement des impulsions dites « géantes », en commutant la valeur du facteur de qualité Q de la cavité, et ce sans action

extérieure : c'est le mécanisme de Q-Switch (QS) passif. En français, ce fonctionnement est aussi appelé régime impulsionnel déclenché par modulation passive des pertes.

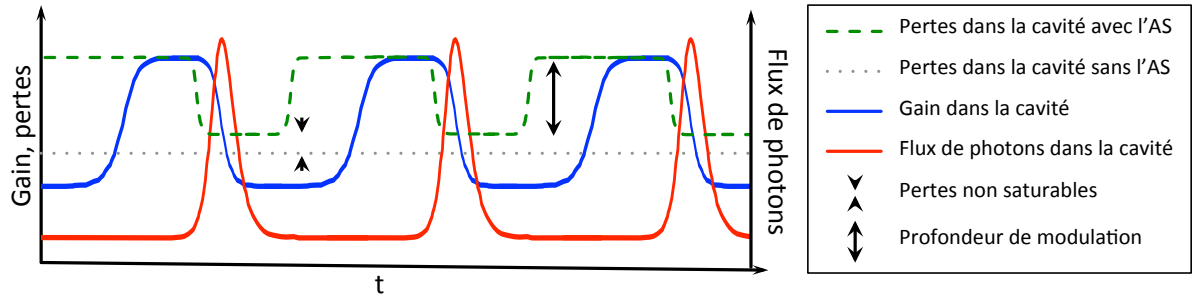


Figure 3- 2 : Schéma de cycles d'un laser Q-Switch passif illustrant l'évolution temporelle du gain et du flux de photons dans la cavité en fonction de la transmission de l'absorbant saturable (AS). Le gain et les pertes sont représentés sur une même échelle.

Un absorbant saturable, dont l'allure générale de la courbe d'absorption est présentée sur la Figure 3- 3, est caractérisé par les paramètres suivants :

- Profondeur de modulation

La profondeur de modulation d'un AS est la différence de transmission entre ses états saturé et non saturé. C'est donc le gain en excès obtenu grâce au modulateur intra-cavité. Plus celui-ci est élevé plus l'impulsion est énergétique.

La profondeur de modulation Δ s'exprime comme l'écart relatif entre les transmissions T_{ns} à fort signal et T_s à faible signal selon la formule :

$$\Delta = \frac{T_{ns} - T_s}{T_{ns}} = \frac{e^{-\alpha_{ns}L} - e^{-\alpha_sL}}{e^{-\alpha_{ns}L}} = 1 - e^{-\delta\alpha L} \quad (3.4)$$

où L est la distance de propagation dans le matériau, et $\delta\alpha = \alpha_s - \alpha_{ns}$ la différence entre le coefficient d'absorption saturables α_s et celui non saturables α_{ns} .

Notons que cette définition n'est pas universelle. On trouve une autre définition utilisée pour définir la profondeur de modulation des SESAM où $\Delta = T_{ns} - T_s$ [166].

- Pertes non saturables

Les pertes non saturables sont introduites par la présence de l'AS et demeurent même après saturation, à travers l'absorption $A_{ns} = 1 - T_{ns} = 1 - e^{-\alpha_{ns}L}$. Il s'agit donc d'un manque à gagner quant à la valeur de la profondeur de modulation et donc de l'énergie des impulsions.

- Temps de relaxation

Après saturation, le retour au niveau initial de transmission de l'AS n'est pas immédiat mais nécessite un temps dit « de relaxation ». En fonction de la valeur du temps de relaxation, on distingue les AS en deux catégories : rapides (< 1 ns) et lents (> 1 ns).

- Intensité de saturation

On définit l'intensité de saturation I_{sat} par l'intensité lumineuse du faisceau incident tel que l'absorption de l'AS est située à mi-chemin entre ses valeurs maximale et minimale. On trouve aussi le terme de puissance de saturation : c'est l'intensité de saturation multipliée par la surface du mode lumineux en interaction avec l'AS.

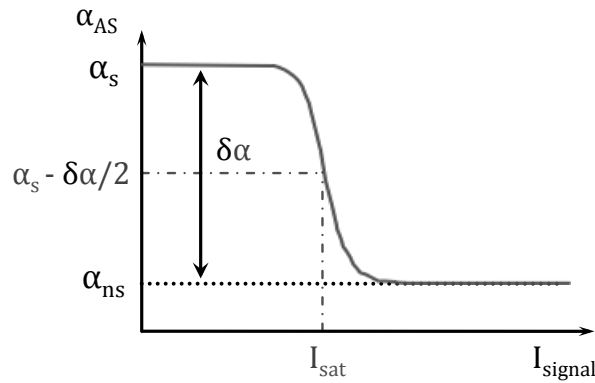


Figure 3- 3 : Coefficient d'absorption d'un matériau absorbant saturable en fonction de l'intensité du signal.

Finalement, le coefficient d'absorption α_{AS} du matériau AS (Figure 3- 3) est décrit en fonction de ces paramètres selon l'expression suivante :

$$\alpha_{AS}(I) = \frac{\alpha_s - \alpha_{ns}}{1 + I/I_{sat}} + \alpha_{ns} \quad (3. 5)$$

Un absorbant saturable, en fonction de la valeur des paramètres énoncés ci-dessus sera un modulateur favorable à l'obtention d'un comportement de type Q-Switch ou à verrouillage de

modes (ou un mélange des deux). Le dimensionnement de la cavité laser, notamment le nombre de modes longitudinaux, détermine également le régime de fonctionnement.

D'autres paramètres sont à prendre en considération lors de l'utilisation d'un absorbant saturable, tels que le seuil d'endommagement. En effet, pour des intensités importantes, l'AS atteint la saturation de telle sorte que son absorption chute. Cependant, au-delà d'un certain seuil, le matériau est dégradé de façon irréversible : c'est le seuil d'endommagement. D'autre part, selon le matériau utilisé, l'absorption saturable est possible sur une plage en longueur d'onde plus ou moins étendue. Il est donc important de faire coïncider au mieux les longueurs d'onde d'émission laser et de fonctionnement de l'AS.

III.2.1.2. Caractéristiques requises pour un fonctionnement déclenché

Pour réaliser un laser QS, l'AS sélectionné doit remplir les critères suivants :

- Un fort taux de modulation

Une profondeur de modulation importante permet de stocker plus d'inversion de population dans la cavité avant émission de l'impulsion, ce qui permet d'obtenir des impulsions plus énergétiques. D'un point de vue temporel, l'accroître c'est aussi réduire la fréquence de répétition des impulsions, ainsi que leur durée. Aussi, plus le taux de modulation est fort, plus la puissance crête de l'impulsion est importante. La puissance crête est alors maximisée pour un niveau haut de $\delta\alpha$ proche du coefficient de gain petit signal.

- De faibles pertes non saturables

Les pertes non saturables sont à minimiser pour ne pas réduire les performances du laser et conserver une marge de manœuvre quant au choix de la profondeur de modulation, et donc des caractéristiques temporelles du comportement impulsionnel.

- Un temps de relaxation inférieur à la durée qui sépare deux impulsions

- Une faible puissance de saturation

Plus cette dernière est faible, plus le seuil de transparence de l'AS est bas, de même que le nombre de photons nécessaires pour l'atteindre. Si la puissance de saturation est supérieure à la

puissance émise par le laser pendant la phase transitoire d'amorçage, l'AS reste dans son état de forte absorption et le laser émet en continu.

III.2.1.3. Étude de l'absorbant saturable BDN

Dans cette étude, on choisit d'adopter l'approche de Salas et al. [81] consistant à intégrer sur le guide d'onde un film polymère, dopé avec un colorant AS, en guise de superstrat. Ce choix est motivé par la démonstration de lasers déclenchés à la longueur d'onde 1054 nm sur un substrat de verre phosphate IOG1 dopé néodyme, avec des puissances crêtes de l'ordre du kW [130].

Le colorant utilisé est le Bis(4-Diméthylaminodithio-benzil)Nickel, dont la formule chimique est précisée sur la Figure 3- 4. Il sera désigné par l'acronyme BDN par la suite. Il s'agit d'une molécule organique d'une grande stabilité photochimique [167], [168] ce qui est essentiel pour un usage en tant qu'absorbant saturable.

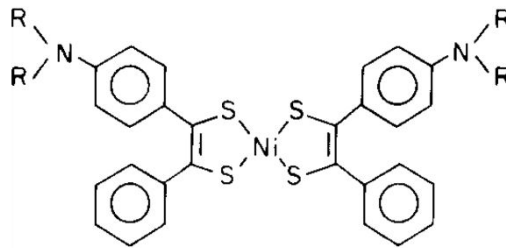


Figure 3- 4 : Formule chimique de la molécule de BDN [167]. « R » désigne des groupements méthyle -CH₃.

D'un point de vue spectroscopique, quatre niveaux d'énergie du BDN interviennent lors de l'interaction avec un signal de longueur d'onde autour de 1 μm [169], [170] ainsi que le montre la Figure 3- 5.

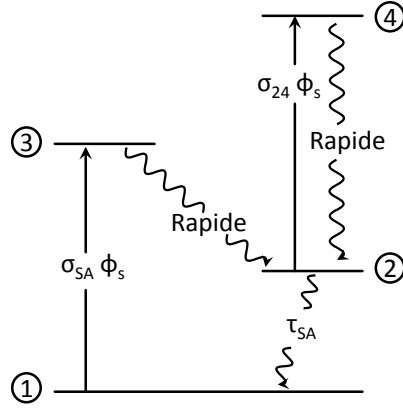


Figure 3- 5 : Diagramme d'énergie du colorant BDN et transitions considérées (d'après [170]).

L'absorption à la longueur d'onde de signal a lieu entre les niveaux 1 et 3, et entre les niveaux 2 et 4. L'absence de fluorescence du colorant BDN dans l'infra-rouge suppose une désexcitation non radiative très rapide des niveaux 3 et 4 vers le niveau 2 [169]. Les populations atomiques des niveaux 3 et 4 sont alors considérées comme nulles. Les équations de population de ce système à quatre niveaux se simplifient comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_2}{dt} = N_1 \sigma_{SA} \phi_s - N_2 / \tau_{SA} \\ \frac{dN_1}{dt} = - \frac{dN_2}{dt} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

avec N_1 et N_2 les densités volumiques de population des premier et second niveaux respectivement, σ_{SA} la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de signal entre les niveaux 1 et 3, et τ_{SA} la durée de vie du niveau 2. ϕ_s est le flux de signal.

En considérant la concentration volumique d'atomes totale $N_{tot}^{SA} \simeq N_1 + N_2$, la résolution du système (3. 6) en régime stationnaire mène à :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_1 = \frac{N_{tot}^{SA}}{1 + \frac{\phi_s}{\phi_{sat}}} \\ N_2 = N_{tot}^{SA} - N_1 \end{array} \right. \quad (3.7)$$

avec $\phi_{sat} = 1/\sigma_{SA}\tau_{SA}$ le flux de saturation du BDN. On relie l'intensité de saturation au flux de saturation par la relation :

$$I_{sat} = h\nu\phi_{sat} \quad (3.8)$$

où h est la constante de Planck et ν la fréquence du signal.

La transparence de l'AS est donc atteinte à saturation de la transition entre les niveaux 1 et 2, tandis que le phénomène d'ESA du niveau 2 vers le niveau 4 est à l'origine de pertes non saturables. Le coefficient d'absorption α_{AS} qui traduit les pertes dues au BDN s'écrit :

$$\alpha_{AS} = \sigma_{SA}N_1 + \sigma_{24}N_2 \quad (3.9)$$

avec σ_{24} la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de signal entre les niveaux 2 et 4.

En injectant les résultats de l'équation (3.7) dans l'expression précédente, on peut réécrire α_{AS} sous la forme :

$$\alpha_{AS} = \frac{\sigma_{SA} N_{tot}^{SA} - \sigma_{24} N_{tot}^{SA}}{1 + \frac{\phi_s}{\phi_{sat}}} + \sigma_{24} N_{tot}^{SA} \quad (3.10)$$

En identifiant terme à terme avec la relation (3.5), on parvient à isoler les coefficients $\alpha_s = \sigma_{SA} N_{tot}^{SA}$ et $\alpha_{ns} = \sigma_{24} N_{tot}^{SA}$ liés, respectivement aux pertes saturables et non saturables du BDN.

À partir de l'équation (3.10), on peut retrouver le fonctionnement du BDN pour les cas limites de fort signal et petit signal :

- En fort signal, N_2 tend vers N_{tot}^{SA} , la transition 1 vers 2 est saturée et l'AS a atteint la transparence, de sorte que l'absorption qui subsiste entre les niveaux 2 et 4 est la source des pertes dites non saturables (Figure 3-2) :

$$\alpha_{AS} = \sigma_{24} N_{tot}^{SA} = \alpha_{ns} \quad (3.11)$$

- En petit signal, N_2 est quasi nul, l'absorbant saturable est opaque. Le coefficient d'absorption du BDN dans ce cas limite est alors liée aux pertes saturables, et donc à la profondeur de modulation, par la relation :

$$\alpha_{AS} = \sigma_{SA} N_{tot}^{SA} = \alpha_s \quad (3.12)$$

La profondeur de modulation Δ s'écrit alors directement en fonction des sections efficaces du colorant, en injectant les expressions (3.11) et (3.12) dans l'équation (3.4). Dans le cas d'une solution contenant une densité volumique N_{tot}^{SA} de BDN et traversée par un faisceau lumineux de longueur L , il vient alors :

$$\Delta = 1 - \exp[-(\sigma_{SA} - \sigma_{24})N_{tot}^{SA}L] \quad (3.13)$$

Les valeurs de pertes saturables et non saturables et de l'intensité de saturation fournies par la littérature sont réunies dans le Tableau 3- 1 :

Références	Coefficients	Valeur
[171]	τ_{SA}	$5,6 \pm 0,4$ ns
[169]	σ_{SA}	$1,94 \times 10^{-20}$ m ²
[169]	σ_{24}	$2,3 \times 10^{-21}$ m ²
[169]	I_{sat}	9×10^9 W.m ⁻²

Tableau 3- 1 : Valeur des paramètres spectroscopiques du BDN.

Pour avoir une idée plus précise de la dynamique du BDN, nous avons réalisé une étude en collaboration avec le *Laboratoire temps-fréquence* de l'Université de Neuchâtel. La réponse temporelle d'une couche d'acétate de cellulose dopée BDN est mesurée par une méthode pompe-sonde [172]. Pour ce faire, nous avons préparé plusieurs couches d'acétate de cellulose de dopage en BDN connu et d'épaisseur contrôlée. Celles-ci sont déposées à la tournette sur une surface plane réfléchissante obtenue par évaporation d'aluminium sur un substrat de verre. Ces échantillons ont été envoyés au *Laboratoire temps-fréquence*. Les résultats de mesure sont présentés sur la Figure 3- 6.

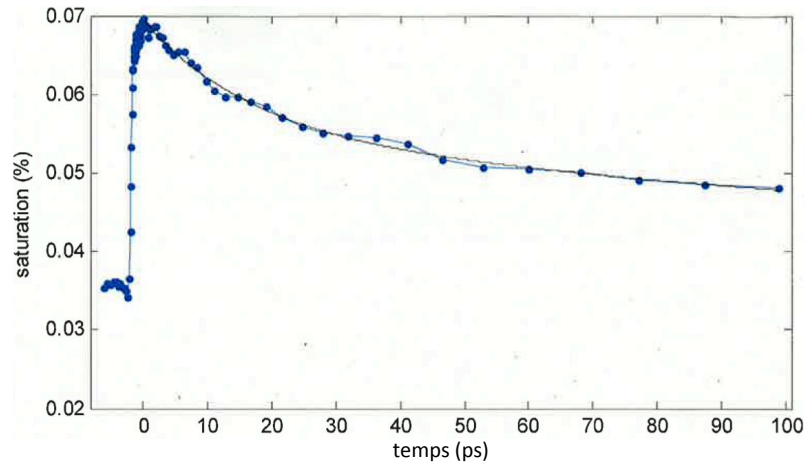


Figure 3- 6 : Mesure des durées de relaxation du BDN via la méthode pompe-sonde.

Le banc d'expérimentation étant calibré pour mesurer des durées de désexcitation très courtes (inférieures à 10 ps), les résultats de mesure sont à interpréter de façon qualitative. L'existence de deux durées de relaxation est observée. La première, de l'ordre de la vingtaine de picoseconde, est associée à la durée de désexcitation non radiative du niveau 3 vers le niveau 2 (Figure 3- 5). C'est la première fois qu'elle est observée expérimentalement. Sa présence explique l'observation de comportement ML de lasers impulsionnels utilisant comme AS de l'acétate de cellulose dopée BDN [162]. La seconde, beaucoup plus longue ($\times 10^3$ environ), n'est pas visible sur la Figure 3- 6, et est à rattacher à la constante τ_{SA} . C'est ce temps de relaxation qui va intervenir dans la mise en place du comportement QS.

III.2.1.4. Réalisation du superstrat et avantages de cette approche

A l'achat, le BDN se présente sous la forme d'une poudre anhydre. Cette poudre est mise en solution au laboratoire dans de l'acétone, constituant ainsi une solution mère de couleur verte. L'acétone est un solvant à la fois pour le colorant et l'acétate de cellulose. Cette solution mère de BDN, ou des dilutions de celle-ci, est ensuite mélangée par agitation magnétique à de l'acétate de cellulose en poudre jusqu'à incorporation totale. Le mélange est alors déposé à la tournette sur les guides de surface (Figure 3- 7a), de façon à obtenir un film d'épaisseur comprise entre 3 et 5 μm . Ainsi, en autorisant le choix de la concentration en colorant dans le superstrat, ce procédé permet de régler la profondeur de modulation de l'AS (3. 13).

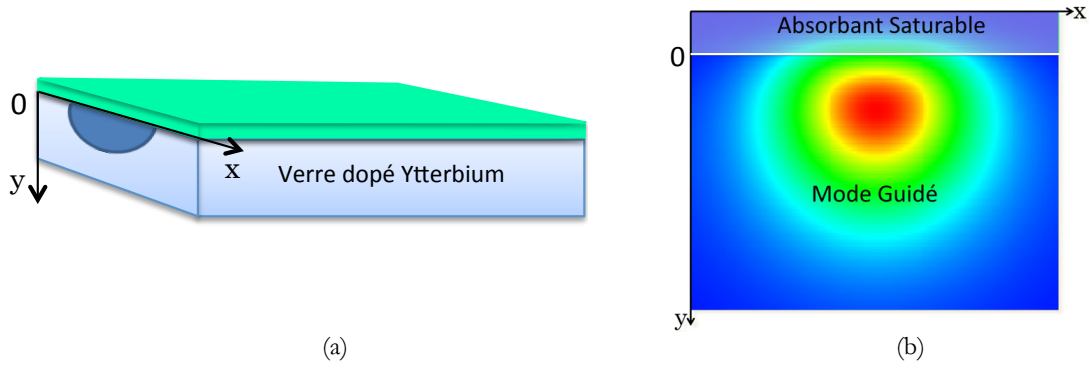


Figure 3- 7 : a) Guide amplificateur chargé par un film d'acétate de cellulose dopé BDN. b) Représentation schématique de l'interaction entre le champ du mode guidé et le superstrat absorbant saturable dans le plan (xOy) .

En déposant un film épais sur le guide d'onde, on réalise une hybridation de l'AS sur le guide d'onde. Afin de permettre le guidage dans cette structure hybride, le polymère est sélectionné de sorte que son indice de réfraction soit inférieur à l'indice du guide. On travaille ici avec de l'acétate de cellulose, dont l'indice de réfraction est 1,47 [173].

Dans cette configuration, le champ interagit avec le superstrat comme schématisé sur la Figure 3- 7b. On définit alors le taux de recouvrement Γ entre le champ et la couche AS dans le plan (xOy) , tel que :

$$\Gamma = \frac{\iint_0^\infty |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^\infty |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (3. 14)$$

Ce taux de recouvrement dépend de la forme du champ et donc du dimensionnement du guide. Pour nos paramètres d'échange d'ions, on a en fait peu de latitude sur la valeur de Γ qui, d'après les simulations, est de l'ordre de 0,35%. Cette faible interaction est compensée par le fait qu'elle a lieu tout au long de la propagation (Figure 3- 7a). Elle évite par ailleurs une destruction trop rapide du film, car la densité de puissance dans le film est très inférieure à celle présente au centre du mode guidé.

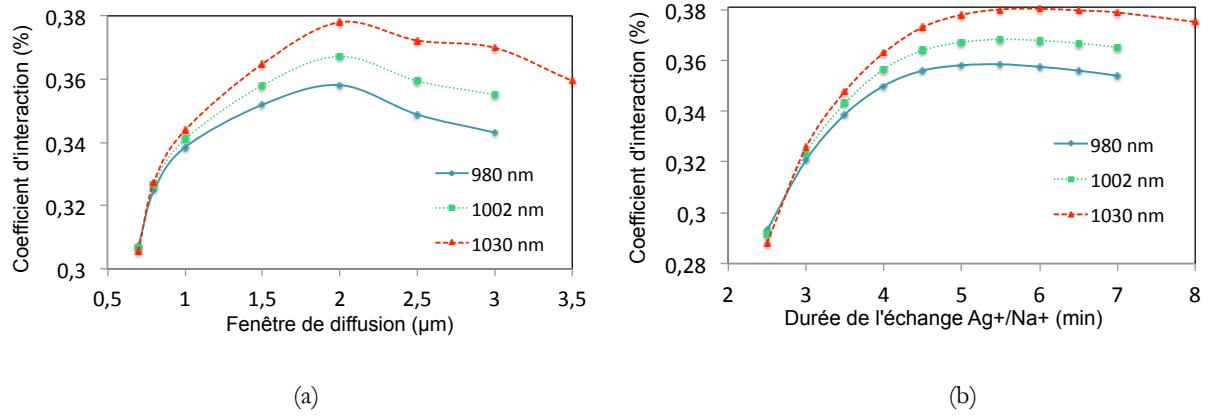


Figure 3- 8 : Évolution du coefficient d'interaction Γ entre le mode fondamental guidé et le superstrat d'acétate de cellulose pour les longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. a) La durée d'échange est fixée à $t_1 = 5$ min. b) La largeur de diffusion est fixée à $W = 2 \mu\text{m}$.

Ainsi, les pertes saturables dépendent du recouvrement du champ avec le superstrat AS, de la longueur d'interaction, et du dopage du superstrat en BDN. À partir de l'équation (3. 13), on peut alors écrire le taux de modulation dans notre structure :

$$\Delta = 1 - \exp[-(\sigma_{SA} - \sigma_{24})\Gamma N_{tot}^{SA}L] \quad (3. 15)$$

Or, comme on peut le voir sur la Figure 3- 8, le coefficient de recouvrement ne varie quasi pas en fonction des paramètres de dimensionnement du guide, et la longueur d'interaction est fixée à la valeur de la longueur du guide d'onde. Finalement, on notera qu'il est possible de changer facilement la profondeur de modulation : la couche dopée BDN est retirée, le verre nettoyé, et un autre film d'acétate de cellulose avec un dopage différent peut alors être déposé.

Dopage en BDN	Profondeur de modulation
$8,4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$	88%
$1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$	27%
$3,0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$	8%

Tableau 3- 2 : Exemples de valeurs de la profondeur de modulation en fonction de la concentration en BDN dans le cadre de notre étude.

On a donc ici un procédé simple, rapide à mettre en œuvre et non destructif, qui nous permet d'ajuster les pertes saturables induites par l'AS en modifiant très simplement la concentration en BDN dans le superstrat (Tableau 3- 2).

III.2.2. Modèle laser QS

Afin d'évaluer l'ordre de grandeur des paramètres caractéristiques d'un laser impulsif, nous avons développé un outil de calcul numérique. Il s'agit d'un modèle simplifié ne prenant pas en compte le profil du champ électromagnétique.

Le comportement dynamique du laser est simulé à partir des équations différentielles décrivant l'évolution de population $\bar{N}_2$ de l'ytterbium (3. 16), N_2 du BDN (3. 17) et du flux de photon ϕ_s dans la cavité (3. 18) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{N}_2}{dt} = \bar{N}_1 \sigma_{ap} \phi_p + \bar{N}_1 \sigma_{as} \phi_s - \bar{N}_2 \sigma_{ep} \phi_p - \bar{N}_2 \sigma_{es} \phi_s - \bar{N}_2 / \tau_{21}^{yb} \end{array} \right. \quad (3. 16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_2}{dt} = N_1 \sigma_{SA} \Gamma \phi_s + N_1 \sigma_{SA} \Gamma \phi_p - N_2 / \tau_{SA} \end{array} \right. \quad (3. 17)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\phi_s}{dt} = \vartheta [\bar{N}_2 \sigma_{es} - \bar{N}_1 \sigma_{as}] \phi_s - \vartheta [N_2 \sigma_{24} + N_1 \sigma_{13}] \Gamma \phi_s - \frac{\phi_s}{\tau_{cav}} + K \vartheta \frac{\bar{N}_2}{\tau_{21}^{yb}} \end{array} \right. \quad (3. 18)$$

où ϑ est la vitesse de propagation des photons dans le milieu et τ_{cav} la durée de vie des photons dans la cavité. Le coefficient K représente la proportion de photons émis par émission spontanée qui participe à l'amplification du signal.

Les conditions initiales sont définies telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{N}_2(t = 0) = 0 \\ N_2(t = 0) = 0 \\ \phi_s(t = 0) = 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (3. 19) \\ (3. 20) \\ (3. 21) \end{array}$$

Au cours de la propagation, les flux de pompe et de signal sont modifiés, du fait de la nature amplificatrice du matériau. Les variations temporelles telles que définies par les équations (3. 16), (3. 17) et (3. 18) ne sont donc pas uniformes le long du guide de Bragg. Ainsi, de la même façon que pour l'amplificateur (Chap.2), la prise en compte des effets de la propagation se fait par découpage du guide d'onde de 4 cm dans la direction de propagation (Oz), en sections

élémentaires $d\zeta = 400 \mu\text{m}$, au sein desquelles les variations de population et de flux de photons sont supposées constantes. Les équations correspondant à ce modèle sont explicitées ci-dessous pour chaque cellule élémentaire. Pour simplifier l'étude, on suppose que la densité de flux de signal ϕ_s est uniforme dans la cavité.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\bar{N}_{2,i}}{dt} = \bar{N}_{1,i} \sigma_{ap} \phi_{p,i} + \bar{N}_{1,i} \sigma_{as} \phi_s - \bar{N}_{2,i} \sigma_{ep} \phi_{p,i} - \bar{N}_{2,i} \sigma_{es} \phi_s - \bar{N}_{2,i} / \tau_{21}^{yb} \\ \frac{dN_{2,i}}{dt} = N_{1,i} \sigma_{SA} \Gamma \phi_s + N_{1,i} \sigma_{SA} \Gamma \phi_{p,i} - N_{2,i} / \tau_{SA} \\ \frac{d\phi_s}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^m \left(\vartheta [\bar{N}_{2,i} \sigma_{es} - \bar{N}_{1,i} \sigma_{as}] - \vartheta \Gamma [N_{2,i} \sigma_{24} + N_{1,i} \sigma_{13}] - \frac{1}{\tau_{cav}} \right) \phi_s + K \vartheta \frac{\bar{N}_{2,i}}{\tau_{21}^{yb}} \end{array} \right. \quad (3.22)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_{2,i}}{dt} = N_{1,i} \sigma_{SA} \Gamma \phi_s + N_{1,i} \sigma_{SA} \Gamma \phi_{p,i} - N_{2,i} / \tau_{SA} \end{array} \right. \quad (3.23)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\phi_s}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=0}^m \left(\vartheta [\bar{N}_{2,i} \sigma_{es} - \bar{N}_{1,i} \sigma_{as}] - \vartheta \Gamma [N_{2,i} \sigma_{24} + N_{1,i} \sigma_{13}] - \frac{1}{\tau_{cav}} \right) \phi_s + K \vartheta \frac{\bar{N}_{2,i}}{\tau_{21}^{yb}} \end{array} \right. \quad (3.24)$$

où m est le nombre de sections élémentaires $d\zeta$ et l'indice i précise la section élémentaire dans laquelle est calculée la grandeur indexée.

Le modèle numérique permettant d'intégrer les équations (3. 22) à (3. 24) utilise la méthode de Rosenbrock [174], qui fonctionne en utilisant un algorithme à pas adaptatif. Le recours à cette méthode permet de minimiser le temps de calcul tout en assurant une bonne résolution des phénomènes rapides.

Le programme ne prenant pas en compte la distribution spatiale d'intensité, les puissances de pompe et de signal sont considérées comme uniformes dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, avec un recouvrement de 100% entre les « profils d'intensité ». Cette hypothèse de travail est très éloignée de la réalité et mène à une surestimation de la puissance de sortie. La durée des impulsions, en revanche, ne dépend pas de la puissance de pompe. On pourra donc en extraire des ordres de grandeur.

III.3. Caractérisation de lasers à cavité externe

III.3.1. Laser continu à cavité de Fabry-Perot

III.3.1.1. Les configurations proposées, simulations

D'après les résultats de l'étude spectroscopique de l'amplificateur guidé ytterbium menée au chapitre 2, la plage d'amplification s'étend sur 30 nm. Par ailleurs, les guides d'onde réalisés ont une longueur de 4 cm, ce qui correspond, pour une cavité de type Fabry-Perot, à un Intervalle Spectral Libre (ISL) tel que les modes longitudinaux dans la cavité sont séparés de 8,5 pm environ. Le nombre maximal de modes présents dans la cavité du laser atteint alors 3500. En effet, un matériau présentant un élargissement homogène aura une émission laser centrée autour d'une unique longueur d'onde. En revanche, pour un élargissement inhomogène, chaque mode longitudinal dont le gain seuil est atteint sera présent dans le spectre d'émission laser. Celui-ci, comportera alors le nombre maximal de raies laser.

On étudie dans un premier temps les performances de notre guide amplificateur au sein d'une cavité de type Fabry-Perot (FP). Celle-ci est constituée de la facette d'entrée du guide d'onde et d'un miroir, comme représenté sur la Figure 3- 9a. Grâce aux mesures de gain présentées dans le chapitre précédent, on sait que le gain total sur un aller-retour est de 14 dB pour $\lambda = 1030$ nm et de 20 dB pour $\lambda = 1002$ nm. Ces valeurs sont à comparer avec les pertes introduites par les miroirs de la cavité.

On ne considère alors pas uniquement les 4% de réflexion de la facette d'entrée (interface air/verre), car nous prenons en compte l'existence d'une cavité d'entrée passive entre la fibre optique d'injection et la facette d'entrée. Le coefficient de réflexion du miroir équivalent est celui de cette cavité. Grâce aux micro-positionneurs à notre disposition (déplacements précis jusqu'à 30 nm), il nous est possible d'optimiser la longueur de cette cavité d'entrée et d'ainsi atteindre une valeur de réflexion autour de 14,8 % (Figure 3- 9b).

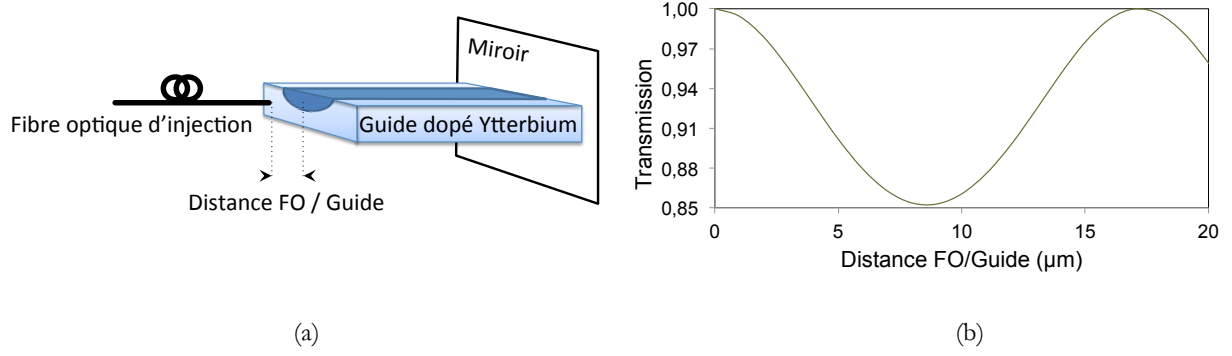


Figure 3- 9 : a) Schéma d'une cavité FP constituée à partir d'un guide amplificateur échangé. b) Variation de la transmission de la cavité d'entrée passive formée par la fibre optique (FO) et la facette d'entrée de la puce.

L'écriture d'un programme de simulation d'un laser FP, basé sur le modèle de l'amplificateur présenté au chapitre II, nous a permis d'estimer les performances du dispositif de la Figure 3- 9a. Ce programme, dont la logique est représentée sur la Figure 3- 10, repose sur l'existence de deux signaux, l'un propagatif et l'autre contra-propagatif, au sein d'un même amplificateur. Les conditions aux limites sont imposées par les miroirs, qui couplent une fraction d'un signal sur l'autre. De la même façon que pour l'amplificateur étudié au chapitre précédent, le profil du mode ainsi que le gain et les pertes enregistrés par la pompe et le signal au cours de la propagation sont pris en compte.

Les solutions physiques sont telles que $P_{signal}^-(L) = R_2 P_{signal}^+(L)$ et $P_{signal}^+(0) = R_1 P_{signal}^-(0)$ avec R_1 et R_2 les réflectivités des miroirs de la cavité laser considérée. La puissance de sortie du laser est alors $(1 - R_2) P_{signal}^+(L)$.

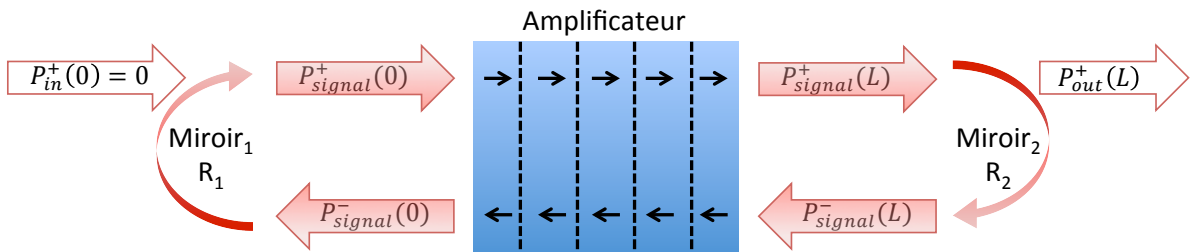


Figure 3- 10 : Principe de fonctionnement du programme de simulation d'un laser à cavité de Fabry-Perot de longueur L .

En pratique, nous imposons les valeurs de la puissance de pompe et de la réflectivité des miroirs, ainsi qu'une valeur approchée de la puissance de sortie $(1 - R_2) * P_{signal}^+(L)$. Ainsi, un

premier calcul est effectué avec $P_{signal}^+(L)$ et $P_{signal}^-(L)$ fixées. On compare alors les valeurs de $P_{signal}^+(0)$ et $R_1 * P_{signal}^-(0)$:

- Si $P_{signal}^+(0) = R_1 * P_{signal}^-(0)$

Si l'égalité est vérifiée, alors la puissance de sortie $P_{out}^+(L) = (1 - R_2) * P_{signal}^+(L)$ est la solution physique du laser proposé. C'est celle-ci que l'on retient.

- Si $P_{signal}^+(0) \neq R_1 * P_{signal}^-(0)$

La différence entre les deux termes est calculée pour permettre un ajustement de la puissance $P_{signal}^+(L)$ via un algorithme de type Newton-Raphson. Cette étape est répétée jusqu'à ce que l'égalité soit vérifiée.

À partir du guide d'onde dopé Ytterbium présenté dans le chapitre II, on est en mesure de réaliser deux configurations de cavités laser de type Fabry-Pérot (FP) :

- Une cavité 14,8%-14,8%

Cette cavité est constituée du guide seul dont les facettes d'entrée-sortie, et leur fibre d'injection-reception respective, font office de miroirs avec une réflectivité de 0,148. Avec cette valeur de réflectivité, les pertes liées aux miroirs valent 16,6 dB. Elles sont donc trop élevées pour un fonctionnement à la longueur d'onde de 1030 nm. Cependant, le laser devrait théoriquement émettre autour de $\lambda = 1002$ nm.

- Une cavité 14,8%-84%

Nous disposons au laboratoire d'un miroir diélectrique plan dédié aux études laser autour de la longueur d'onde 1064 nm (Néodyme). Celui-ci présente une réflectivité de 0,84 à la longueur d'onde 1030 nm. La cavité est alors formée par le miroir et la facette d'entrée du guide. Avec ces valeurs de réflectivité, les pertes liées aux miroirs valent environ 9 dB. Il n'y a donc pas d'obstacle théorique à ce que cette cavité laser émette aux longueurs d'onde $\lambda = 1030$ nm et $\lambda = 1002$ nm.

En appliquant l'outil de calcul aux deux configurations décrites précédemment, on est alors en mesure de déterminer le seuil laser et l'efficacité de chacune d'entre elles. Une synthèse des résultats obtenus est présentée dans le Tableau 3- 3.

Configuration	λ (nm)	Seuil laser à la pompe	Efficacité différentielle	Puissance max
14,8%-14,8%	1002	25 mW	29 %	31,1 mW
14,8%-84%	1002	82,4 mW	59 %	96,5 mW
	1030	79,6 mW	57 %	93,6 mW

Tableau 3- 3 : Performances de lasers Fabry-Pérot Ytterbium obtenues par simulation avec des pertes par propagation de 0,1 dB/cm, des pertes par couplage de 0,4 dB par interface fibre/guide. Les puissances maximales sont renseignées pour une puissance de pompe de 250 mW.

III.3.1.2. Caractérisation du laser intégré en configuration Fabry-Perot

À partir de ces premiers résultats, on procède à la caractérisation du guide d'onde, au sein des deux cavités Fabry-Pérot simulées, grâce au montage présenté sur la Figure 3- 11. Le signal laser émis est collecté au niveau de la facette d'entrée dans une fibre HI1060, puis il est dirigé vers un analyseur de spectre optique (OSA), grâce à un multiplexeur 980 nm/1030 nm. La même fibre optique étant utilisée pour injecter la pompe et collecter le signal laser, un isolateur fibré est soudé entre le multiplexeur et la pompe pour protéger cette dernière. Sur l'arrête de sortie de l'amplificateur guidé, polie optiquement à 90°, le miroir diélectrique est maintenu par du liquide d'indice. Bien que le multiplexeur soit optimisé pour $\lambda = 1030$ nm, il redirige une partie du signal à la longueur d'onde $\lambda = 1002$ nm vers la sortie 1030 nm. Il est ainsi possible d'étudier le comportement du laser à ces deux longueurs d'onde avec le même montage.

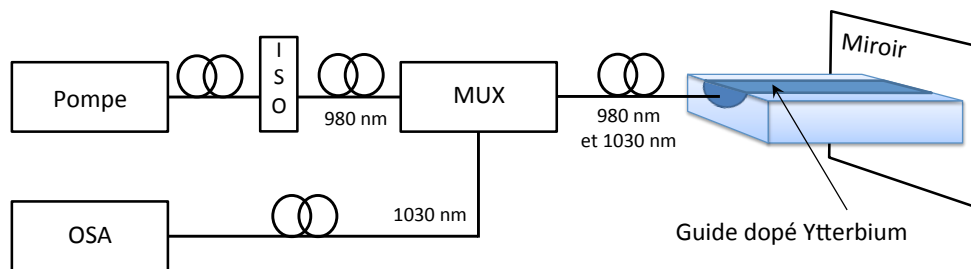


Figure 3- 11 : Schéma du banc de caractérisation laser Fabry-Pérot. Selon que le miroir soit absent ou présent du montage, il s'agit d'un laser FP 4%-4% ou 4%-84% respectivement. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique. Le guide d'ondes fait 4 cm de long.

Comme prévu par les simulations, nous avons effectivement observé une émission laser avec ou sans miroir diélectrique. Cependant, pour les deux cavités FP testées, les spectres en longueur d'onde d'émission mesurés sont multimodes et instables. En effet, ces lasers émettent

entre 1000 nm et 1020 nm de façon erratique, comme l'illustre la Figure 3- 12. Ce comportement est attribué à la large bande de gain inhomogène de l'Ytterbium entre 1000 nm et 1030 nm.

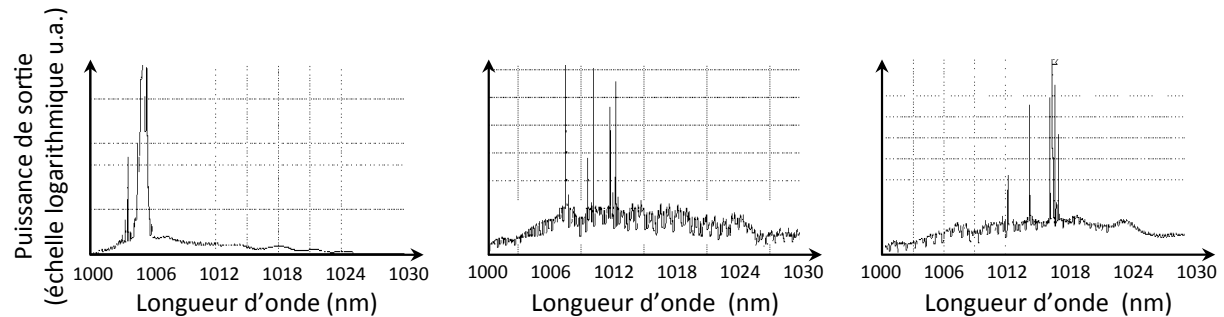


Figure 3- 12 : Illustration de l'instabilité spectrale du laser Fabry-Pérot Ytterbium sur des guides de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$: à trois mesures effectuées à trois moments différents correspondent trois spectres différents. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 70 pm.

Ces résultats corroborent les conclusions du chapitre précédent sur l'obtention d'un gain élevé dans nos structures, puisque l'effet laser est obtenu malgré une cavité très ouverte (jusqu'à 14 dB de pertes aller/retour dans la cavité), et confirment nos choix concernant le matériau et le dimensionnement du guide d'onde.

De plus, un des objectifs de ce projet étant le contrôle du spectre d'émission laser au niveau de sa stabilité et de son étendue, cette première mesure confirme la nécessité d'un élément de stabilisation de la longueur d'onde d'émission. Pour conserver une cavité utilisant un faisceau guidé, nous décidons d'intégrer un réseau de Bragg à la cavité laser, pour former des lasers de configuration DFB (Distributed FeedBack) ou bien DBR (Distributed Bragg Grating).

À partir d'un guide d'onde, la réalisation d'un laser DFB requiert la gravure d'un réseau sur le guide amplificateur et ajoute donc des étapes technologiques. En revanche, un laser en configuration DBR peut être obtenu en utilisant des fibres à réseau de Bragg (Fiber Bragg Gratings, FBG) placées en entrée/sortie du guide d'onde. C'est pourquoi, afin de tester la faisabilité d'un laser impulsionnel monofréquence, la réalisation d'une cavité laser de type DBR a été retenue comme première étape.

III.3.2. Laser continu à cavité DBR

On se propose désormais d'étudier notre guide d'ondes amplificateur en configuration DBR. La cavité est fermée par deux fibres de Bragg (Fiber Bragg Gratings, FBG).

Les deux paramètres qualifiant une FBG sont obtenus par la connaissance de sa figure de transmission (ou de réflexion) d'après laquelle on détermine la longueur d'onde centrale et la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM) de sa bande de réflexion.

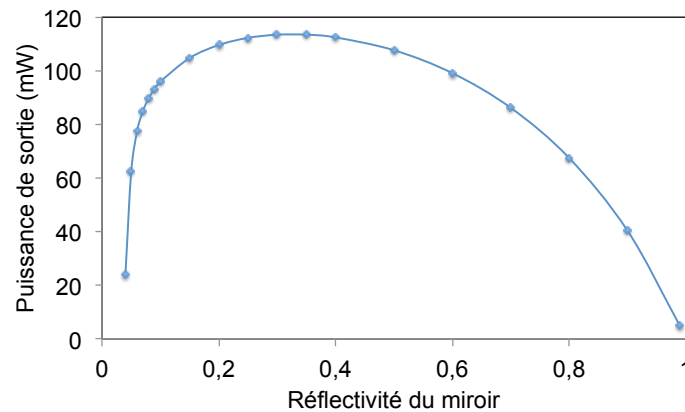


Figure 3- 13 : Évolution de la puissance de sortie du laser DBR à $\lambda = 1030$ nm en fonction de la réflectivité du second miroir, d'après le modèle développé au chapitre II. La réflectivité du premier miroir est fixée à une valeur de 0,99. La puissance de sortie est calculée pour une puissance de pompe de 250 mW.

Ces deux paramètres sont ajustables, et les constructeurs offrent un large choix de caractéristiques. On préférera une FWHM la plus faible possible afin de limiter le nombre maximal théorique de modes dans la cavité et la réflectivité de la fibre d'entrée est choisie à une valeur de 99%. Par ailleurs, le choix de FBG étant beaucoup plus vaste pour $\lambda = 1030$ nm, on décide de travailler à cette longueur d'onde. Des simulations effectuées à partir du programme présenté au paragraphe III.1.1 nous permettent de sélectionner la valeur de la réflectivité de la fibre de sortie (Figure 3- 13). D'après ces calculs, une réflectivité comprise entre 20% et 60% doit caractériser le miroir pour compléter la cavité de façon optimale.

Nous avons ainsi sélectionné une paire de FBG comportant des réseaux dimensionnés pour obtenir une réflexion centrale à $\lambda = 1030$ nm, avec des réflectivités de valeur 50% et 99%. Après caractérisation de ces fibres de Bragg, on observe que l'une présente une réflectivité de

46% avec une FWHM de 0,13 nm et l'autre une réflectivité de 99% avec une FWHM de 0,36 nm (Figure 3- 14).

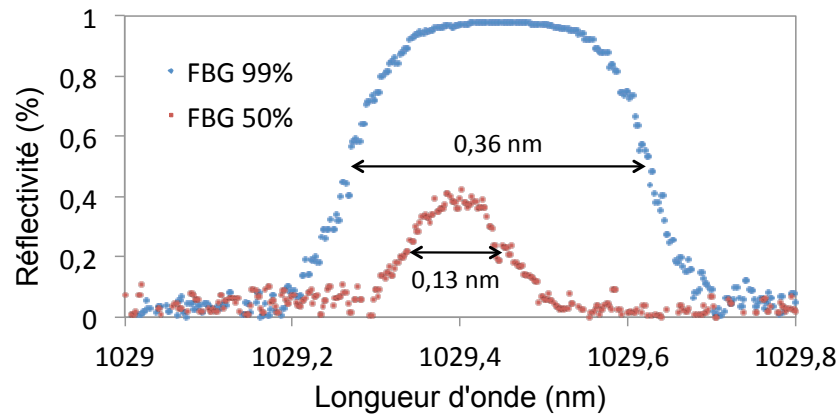


Figure 3- 14 : Mesure de la réflectivité des fibres de Bragg utilisées dans la cavité laser DBR.

Ces FBG sont des fibres optiques de type HI1060 de 2 m de long. La distance entre le réseau d'une fibre et la facette d'entrée/sortie du guide d'onde est de 1 m, si bien que la cavité mesure environ 2 m de long. Le pompage ainsi que la récupération du signal de sortie du laser sont effectués via la FBG de réflectivité 50% grâce à l'utilisation d'un multiplexeur fibré comme présenté sur la Figure 3- 15.

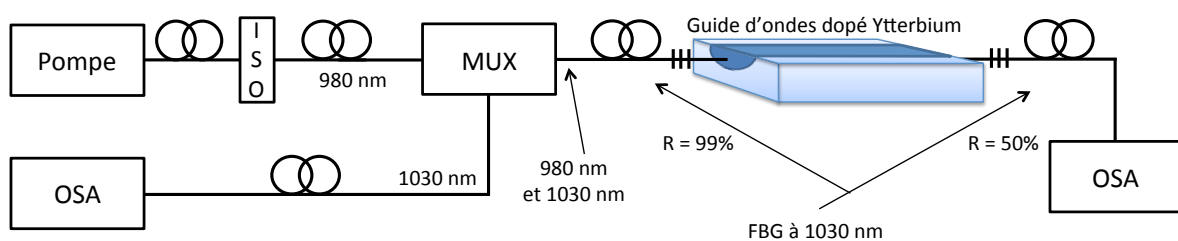


Figure 3- 15 : Représentation schématique du banc de caractérisation du laser DBR en cavité étendue avec des fibres de Bragg de réflectivité 50% et 99%. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique. Le guide d'ondes fait 4 cm de long ; la cavité mesure 2 m.

Les mesures effectuées dans cette configuration montrent que le seuil du laser est atteint pour une puissance de pompe de $(26,8 \pm 2)$ mW. Son efficacité différentielle est de $(58,1 \pm 0,5)\%$, ce qui permet d'obtenir une puissance de sortie de (134 ± 7) mW pour la puissance de pompe de

valeur (260 ± 3) mW. Cette efficacité différentielle très importante est liée à la faible différence de fréquence entre la pompe et le signal, permettant une excellente efficacité quantique et un très bon recouvrement entre les modes guidés aux longueurs d'onde de pompe et de signal.

Nous avons comparé nos mesures avec les résultats du programme de calcul de la puissance laser, présenté en III.3.1.1, exécuté à la longueur d'onde $\lambda = 1030$ nm. L'excellent accord entre les résultats expérimentaux et la simulation (Figure 3- 16) valide notre modèle. En effet, ces conclusions démontrent que le modèle d'amplificateur ytterbium guidé que nous avons proposé et validé en régime « petit signal » dans le chapitre 2, est aussi valide en régime de saturation lorsqu'une forte densité de photons est présente dans la cavité.

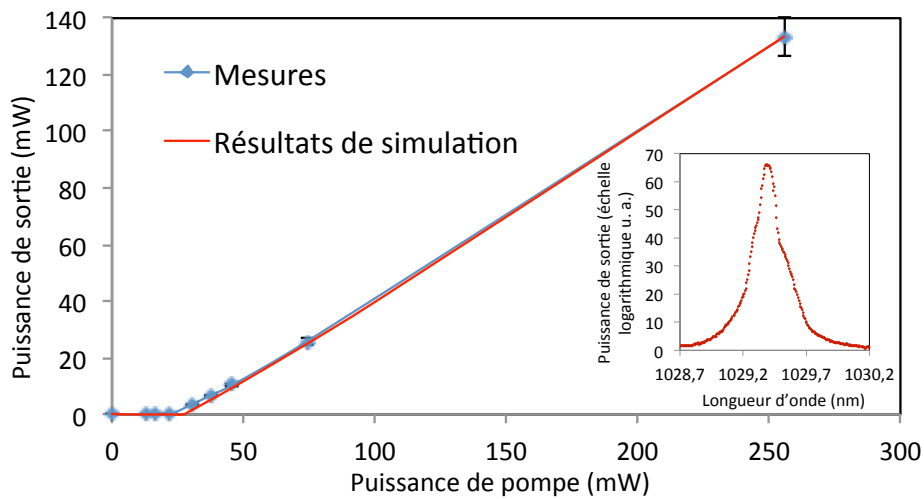


Figure 3- 16 : Résultats de mesures (points bleus, sortie 50%) et de simulation (trait plein rouge) de la caractéristique du laser DBR continu à $\lambda = 1030$ nm pour un guide d'ouverture 2 μ m. Insert : Spectre du laser ytterbium DBR récupéré en sortie de la FBG 50%. La détermination de la largeur à mi-hauteur est limitée par la résolution de l'OSA (70 pm).

L'observation du signal de sortie sur l'OSA montre un spectre d'émission stable centré en $\lambda = 1030$ nm. Cependant, la détermination de la largeur à mi-hauteur étant limitée par les 70 pm de résolution de l'instrument (insert Figure 3- 16), cette mesure ne permet pas de conclure quant à la modicité de l'émission laser. En effet, l'écart théorique entre deux modes de cette cavité DBR de 2m de long est de 0,17 pm. De ce fait, si le laser émet sur plusieurs modes longitudinaux proches, ceux-ci ne peuvent pas être résolus par l'OSA. Néanmoins, cette mesure montre que l'on peut stabiliser la longueur d'onde d'émission du laser réalisé sur verre IOG1 dopé ytterbium par l'utilisation d'un réseau de Bragg. Nous pouvons donc vérifier si cette stabilisation reste efficace en régime impulsionnel.

III.3.3. Lasers déclenchés à cavité DBR

III.3.3.1. Dimensionnement de la concentration en absorbant saturable

La cavité laser étant déjà fonctionnelle, il reste à dimensionner l'AS pour obtenir un comportement impulsionnel. Nous avons pour cela utilisé le modèle développé dans la partie III.2.2. Le paramètre technologique qui nous permet de fixer la profondeur de modulation est la concentration en BDN du superstrat. On s'intéresse donc à l'évolution des durée d'impulsion et fréquence de répétition en fonction de la concentration en BDN de la cavité DBR que l'on vient d'étudier.

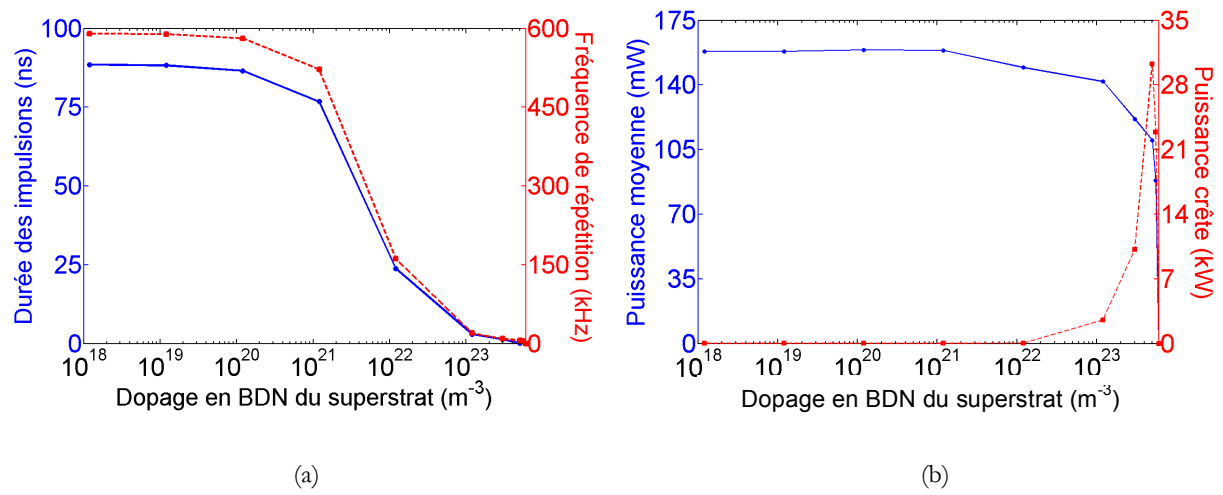


Figure 3- 17 : Évolution des paramètres caractéristiques du régime impulsionnel en fonction de la concentration en BDN d'après les simulations QS passif à $\lambda = 1030$ nm pour un guide d'ouverture $2 \mu m$ dans une cavité DBR fermée par des FBG de réflectivité 50% et 99% et une puissance de pompe de 250 mW. Les concentrations varient entre $[BDN] = 1,2 \times 10^{18} m^{-3}$ et $[BDN] = 6,0 \times 10^{23} m^{-3}$. a) Évolution de la fréquence de répétition (trait discontinu) et de la durée d'impulsion (trait continu). b) Évolution des puissances moyenne (trait continu) et crête (trait discontinu).

La Figure 3- 17a présente les résultats de calcul numérique de la durée d'impulsion et de la fréquence de répétition, en fonction de la concentration en BDN du superstrat. Conformément à la théorie [175], on observe que la valeur de ces paramètres diminue pour des valeurs croissantes de la concentration en absorbant saturable, i.e. de la profondeur de modulation. On peut identifier trois régions sur les courbes : la première vers les faibles concentrations en BDN ($1,2 \times 10^{18} m^{-3} < [BDN] < 1,2 \times 10^{21} m^{-3}$) pour lesquelles la fréquence de répétition et la durée d'impulsion sont quasi constantes autour des valeurs 600 kHz et 88 ns, respectivement ; dans la deuxième région, on observe une décroissance jusqu'à la troisième région, marquée par un nouveau palier pour les concentrations telles que $1,2 \times 10^{23} m^{-3} < [BDN] < 5,5 \times 10^{23} m^{-3}$ avec des

fréquences de répétition de quelques kHz et des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde. Au-delà de la concentration $5,5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ le seuil laser n'est plus atteint.

La puissance moyenne, dont l'évolution est représentée sur la Figure 3- 17 varie très peu pour les concentrations inférieures à 10^{23} m^{-3} . Au-delà, la baisse observée est liée à l'augmentation des pertes non saturables. La puissance crête est elle en nette augmentation. Ceci est dû à la chute de la durée d'impulsion de la centaine de nanosecondes vers la nanoseconde, pour une puissance moyenne quasi constante. Au delà, le seuil laser n'est plus atteint.

À partir de ces résultats de simulation, et pour maximiser la puissance crête de nos structures laser, nous choisissons de travailler avec des concentrations de l'ordre de 10^{23} m^{-3} .

III.3.3.2. Caractérisation du laser DBR Q-switch

On travaille désormais avec la cavité laser DBR représentée sur le montage de la Figure 3- 15. Un film AS de concentration en BDN variant entre $1,2 \times 10^{23}$ et $8,4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ est déposé sur les guides amplificateurs. Ces concentrations ont été choisies d'après les résultats de simulation présentés sur la Figure 3- 17. Les lasers ainsi obtenus présentent un comportement impulsionnel dont les caractéristiques temporelles sont mesurées à l'aide d'un photodétecteur de bande passante 25 GHz et d'un oscilloscope de bande passante 6 GHz.

Les durée d'impulsion et fréquence de répétition ont été mesurées pour différentes concentration en BDN. Ces deux grandeurs diminuent pour des concentrations croissantes en BDN, ce qui correspond à la tendance prévue par les simulations (Figure 3- 17). Pour chacune des concentrations testées, un comportement mixte comportant des impulsions déclenchées et du blocage de mode a été observé (Figure 3- 18 insert). Le spectre de ces lasers, mesuré à l'OSA est semblable à celui obtenu en fonctionnement continu (Figure 3- 16 insert). Un exemple de caractérisation temporelle est présenté sur la Figure 3- 18 pour une concentration en BDN de $6,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. On mesure une fréquence de répétition de 30 kHz et une durée d'impulsion de 160 ns.

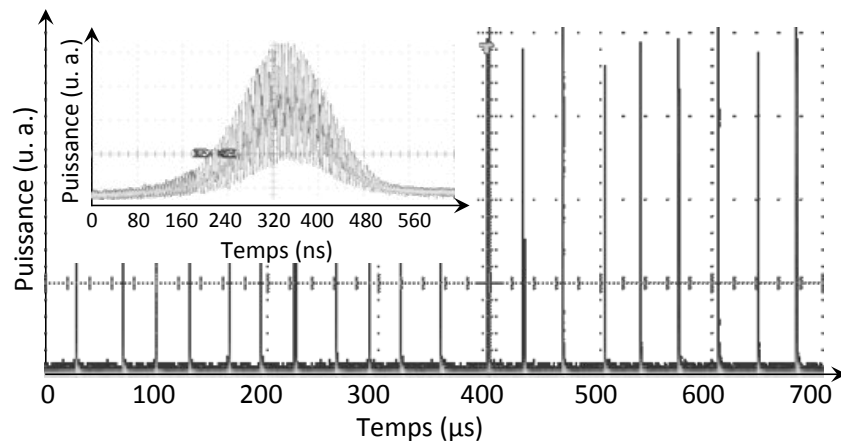


Figure 3- 18 : Traces temporelles du laser QS DBR avec les fibres de Bragg 50% et 99%. Insert : Impulsion illustrant le comportement mixte (déclenché et à verrouillage de modes) du laser pour un guide d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ et $[\text{BDN}] = 6,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

La présence de blocage de modes implique l'existence de plusieurs modes longitudinaux dans la cavité laser. D'après la mesure à l'OSA, les modes longitudinaux sont donc regroupés sur une largeur maximale de 70 pm. L'ISL de la cavité valant 0,17 pm, il peut exister jusqu'à 411 modes longitudinaux, ce qui peut expliquer l'observation d'un régime de blocage de modes. Ainsi, malgré le filtrage fréquentiel associé à l'utilisation de réseaux de Bragg, de trop nombreux modes longitudinaux demeurent dans la cavité et permettent l'observation d'un comportement hybride Q-Switch-Mode-Lock (QML) [176]. Une façon de supprimer le verrouillage de modes serait alors de faire en sorte de diminuer le nombre de modes longitudinaux supportés par la cavité. En effet, moins ceux-ci sont nombreux, plus la probabilité qu'un nombre suffisant se bloque en phase pour blanchir l'AS est faible.

III.3.3.3. DBR en cavité réduite déclenché

Pour éliminer le blocage de mode, nous avons réduit la taille de la cavité laser : d'une part, le réseau de Bragg fibré de sortie est remplacé par un miroir diélectrique collé directement sur une facette du guide d'onde, d'autre part, nous avons diminué la longueur de fibre entre le réseau de Bragg d'entrée et le guide d'ondes. La cavité ainsi obtenue a une longueur de 14 cm environ, contre 2m précédemment (Figure 3- 19).

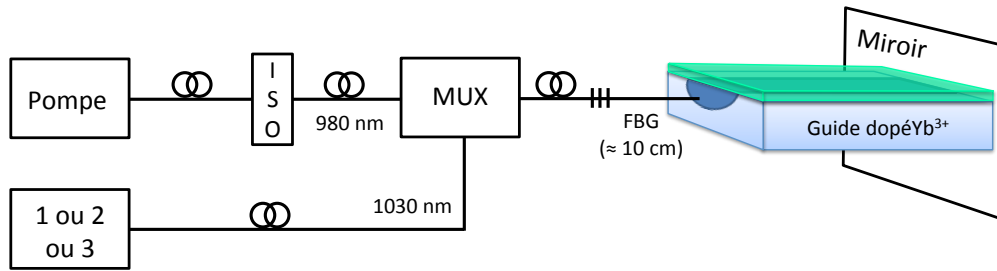


Figure 3- 19 : Schéma du banc de caractérisation laser DBR 50%-84% déclenché. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; FBG est la fibre de Bragg ; 1 est un analyseur de spectre optique ; 2 est une photodiode rapide suivie d'un oscilloscope ; 3 est un interféromètre Fabry-Pérot suivi d'un oscilloscope. Le guide d'ondes fait 4 cm de long ; la distance entre la facette du guide et le réseau mesure une dizaine de centimètres.

Cette cavité a été étudiée pour des concentrations en BDN comprises entre $1,2 \times 10^{23}$ et $8,4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Pour la plupart des guides, on observe la coexistence d'impulsions QML et QS. Cependant, certains lasers ont pu être stabilisés sur une durée importante (quelques dizaines de secondes à quelques dizaines de minutes) dans un régime de QS pur. On notera qu'ils étaient tous proches de leur seuil laser. Les pertes de la cavité sont alors très proches du gain maximal. Il y a donc un filtrage modal par les pertes.

La Figure 3- 20 présente les résultats de QS pur obtenus pour un laser de largeur de diffusion $W = 2 \text{ } \mu\text{m}$ avec une concentration en BDN de $1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Les impulsions émises par le laser sont stables avec un taux de répétition de $(7,4 \pm 0,8) \text{ kHz}$ et une durée d'impulsion de $(12,0 \pm 0,4) \text{ ns}$. La puissance moyenne émise était de $(-11,5 \pm 0,1) \text{ dBm}$, conduisant à une puissance crête des impulsions de $(808 \pm 18) \text{ mW}$ et à une énergie par impulsion de $(9,7 \pm 0,5) \text{ nJ}$.

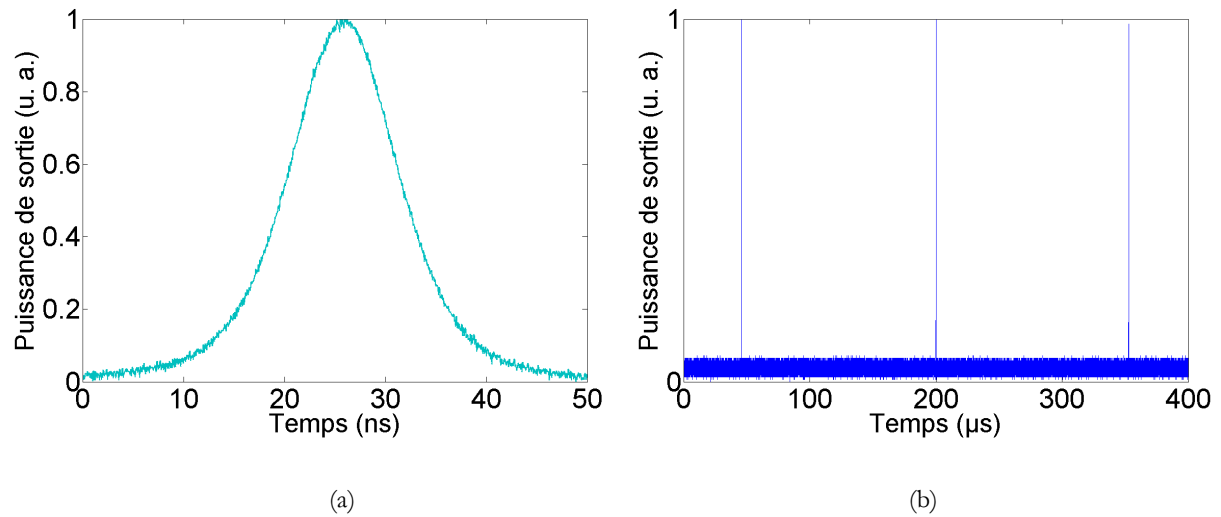


Figure 3- 20 : Caractérisation temporelle d'un guide d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ en configuration laser FBG 50% - miroir 84% avec $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Les puissances de sortie sont normalisées. a) Impulsion QS pur de durée 12,4 ns. b) Train d'impulsions QS de période 152 μs .

L'observation d'un comportement QS pur ne garantit cependant pas la monomodécité de l'émission laser. Afin d'étudier le spectre d'émission du laser Q-switch, nous avons, dans notre banc de mesure, remplacé l'OSA, dont la résolution n'est pas suffisante, par un analyseur de spectre FP.

III.3.3.3.1. Principe de la mesure avec un interféromètre FP

Il s'agit d'une cavité Fabry-Pérot passive dont l'un des miroirs est rendu mobile grâce à un actionneur piézoélectrique. Les mouvements opérés par le miroir mobile sont donc de faible amplitude, si bien qu'on considère que l'ISL de la cavité n'est pas modifié. Cependant, lors du déplacement du miroir la fréquence de résonance de la cavité varie légèrement. Ainsi, lors de l'analyse d'un signal, sa transmission va varier en fonction de la position du miroir (Figure 3- 21). L'interférogramme alors obtenu est une image indirecte du spectre du signal étudié.

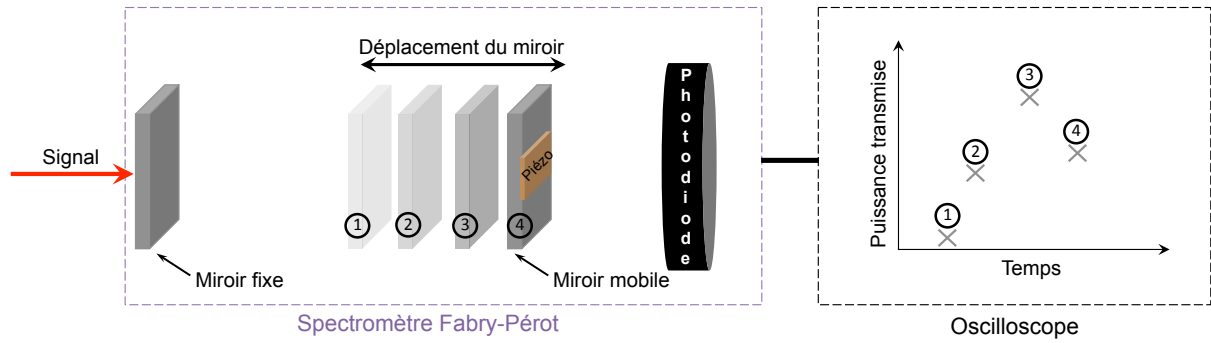


Figure 3- 21 : Variation de la transmission du signal par la cavité en fonction de la position du miroir mobile.

De nombreux paramètres sont à considérer lors de l'utilisation d'un analyseur FP :

- L'Intervalle Spectral Libre

La réponse de la cavité FP étant périodique, au cours du déplacement du miroir on retrouvera un second pic de transmission correspondant au signal. L'intervalle temporel entre ces deux pics va nous permettre de calibrer l'outil de mesure. En effet, dans le domaine fréquentiel, cet intervalle correspond à l'ISL de la cavité. On choisit alors l'ISL du spectromètre en fonction de la plage spectrale que l'on souhaite étudier. Par exemple, un ISL de 10 GHz correspond à une plage en longueur d'onde de 33 pm environ. Au-delà, on a un repliement du spectre : les fréquences optiques séparées de $(10 \text{ GHz} + f)$ avec $f < 10 \text{ GHz}$, seront représentées séparées de f .

- Résolution et finesse de la cavité

La résolution $\Delta\nu$ de l'interféromètre est le plus faible intervalle spectral mesurable. Elle est liée à l'ISL et à la finesse $\mathcal{F}$ de la cavité comme rappelé par la formule (3. 25) :

$$\Delta\nu = \frac{ISL}{\mathcal{F}} \quad (3. 25)$$

L'interféromètre que nous avons sélectionné pour notre étude présente un ISL de 10 GHz et les constructeurs indiquent une finesse minimum de 150, soit une résolution meilleure que 67 MHz (i.e. inférieure à 0,2 pm, à comparer avec les 70 pm de résolution de l'analyseur de spectre optique Anritsu).

- Adaptation d'impédance entre la photodiode et l'oscilloscope

Lors des mesures, la figure de transmission de la cavité est observée sur un oscilloscope. Il faut prendre en compte l'impédance d'entrée de l'oscilloscope puisqu'une mauvaise adaptation peut conduire à une distorsion du signal visualisé. Cet aspect est d'autant plus important dans notre cas puisqu'il s'agit de l'étude d'un laser impulsionnel. En effet, les analyseurs FP commerciaux sont conçus pour analyser des signaux continus. Nous nous trouvons donc dans un cas de figure inédit. Nous choisissons alors de travailler de telle sorte que les impulsions apparaissent sur l'oscilloscope, pour ensuite analyser l'enveloppe de l'interférogramme ainsi mesuré. Nous avons alors testé la réponse de l'analyseur pour différentes valeurs de l'impédance d'entrée, en branchant une résistance variable en parallèle avec l'entrée de l'oscilloscope ($1\text{ M}\Omega$). Nous choisissons de travailler avec une valeur de résistance de $100\text{ k}\Omega$.

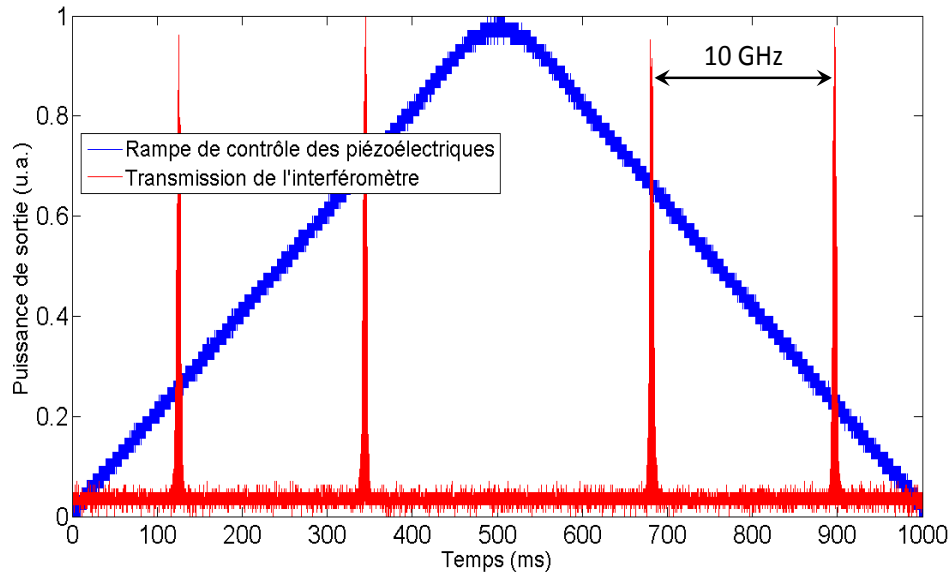
- Fréquence de balayage du miroir

L'excitation du piézoélectrique responsable du déplacement du miroir se fait en appliquant un signal rampe de rapport cyclique un-demi grâce à un générateur de signaux. Du fait du caractère impulsionnel du signal analysé, on considère l'interférogramme correctement résolu si chaque impulsion donne une image instantanée de la transmission du FP. La fréquence de la rampe d'excitation des piézoélectriques doit donc être suffisamment faible pour considérer le déplacement quasi-stationnaire : le miroir est quasi immobile à l'échelle d'une impulsion, de telle sorte que cette dernière puisse faire plusieurs aller-retour dans la cavité. Nous choisissons, de façon empirique, de travailler avec une rampe de fréquence 1 Hz .

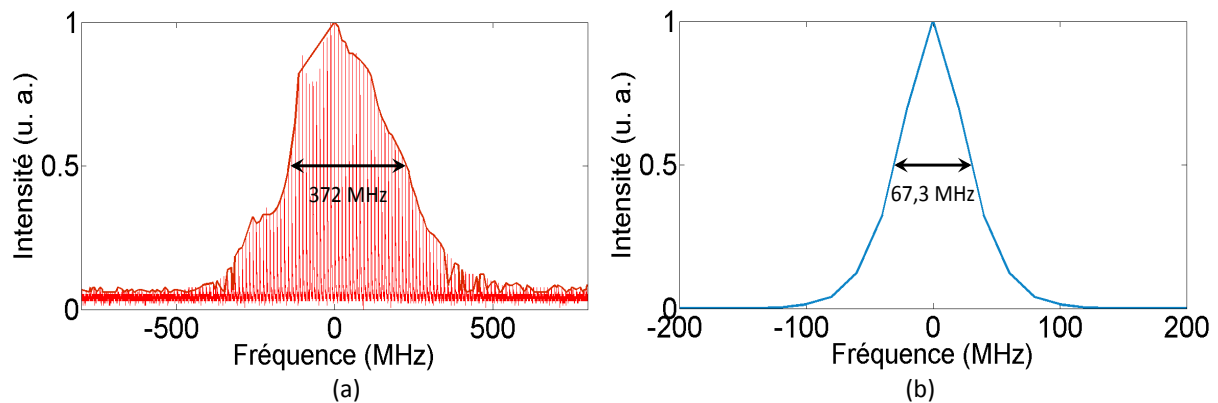
Une hypothèse faite lors de la lecture des résultats est que toutes les impulsions ont la même puissance crête. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée.

III.3.3.3.2. Spectres mesurés

On a observé les caractéristiques spectrales de l'émission d'impulsions laser avec un comportement QS pur. La Figure 3- 22 présente les résultats obtenus pour un laser de largeur de diffusion $W = 2\text{ }\mu\text{m}$ avec une concentration en BDN de $1,2 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$. L'interférogramme de la Figure 3- 22 est caractéristique d'un comportement monomode longitudinal : on observe un unique pic sur la plage de fréquences balayées correspondant à l'PSL de l'analyseur FP. L'examen du signal à l'interféromètre FP, indique la présence d'un unique mode dans le spectre. Le comportement QS pur est donc associé à une émission monomode longitudinale.



On s'intéresse désormais à la largeur spectrale du mode longitudinal en zoomant sur un unique pic de l'interférogramme. Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 3- 23a. On distingue les impulsions QS à l'intérieur d'une enveloppe que nous souhaitons analyser, et dont nous avons précisé les contours sur la même image. Notre objectif étant d'atteindre la limite théorique établie par Fourier entre les caractéristiques spectrale et temporelle, nous comparons alors la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe spectrale expérimentale avec celle de la transformée de Fourier, calculée numériquement par FFT (Fast Fourier Transform), de l'impulsion correspondant (Figure 3- 20a).



L'enveloppe de l'interférogramme a une largeur à mi-hauteur de 372 MHz, ce qui est 5,5 fois supérieur à la valeur donnée par la FFT de la trace de l'impulsion (67,3 MHz). On n'atteint donc pas la limite de Fourier. La largeur spectrale ici mesurée (qui correspond à $\Delta\lambda = 1,32$ pm) est à l'état de l'art des lasers impulsionnels. En effet, Fotiadi et al. ont reporté un laser totalement fibré avec une largeur spectrale de 10 pm [65]. Les résultats sont similaires avec d'autres guides dont l'émission est QS monomode longitudinal.

Nous sommes donc parvenu à obtenir un laser impulsionnel monomode longitudinal, autour de 1030 nm, en implémentant nos guides amplificateurs réalisés par échange d'ions dans une cavité de type DBR, fermée par une FBG de réflexion 50% et un miroir large bande de réflexion 84%. Cependant, l'obtention d'un tel comportement est peu reproductible et les lasers sont peu stables. Par ailleurs, on est loin de la finesse spectrale théoriquement atteignable. Nous attribuons cela à des instabilités mécaniques liées à la nature même de la cavité qui comprend plusieurs éléments.

Nous proposons alors d'intégrer davantage la structure laser, en réalisant un miroir de Bragg sur les guides mêmes. Le caractère monolithique du composant devrait apporter un gain en stabilité, tandis que le fonctionnement DFB garantit un fonctionnement monomode longitudinal.

III.4. Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons procédé à l'étude de cavités laser de type Fabry-Pérot et DBR à partir des guides d'onde amplificateurs dimensionnés et réalisés dans le deuxième chapitre. L'objectif de cette étude étant la réalisation de lasers impulsionnels spectralement fins, nous nous sommes concentrés sur les caractéristiques spectrales des lasers.

Dans la première partie, nous avons présenté le principe général de fonctionnement du Q-Switch passif ainsi que les propriétés spectroscopiques du colorant absorbant saturable BDN que nous avons utilisé. Nous avons choisi de l'intégrer dans une matrice polymère d'acétate de cellulose, que nous pouvons déposer sur la surface de nos guides d'onde. À partir des équations différentielles mises en jeu dans le phénomène de QS, nous avons proposé un modèle de calcul numérique qui prenne en compte la propagation dans le guide.

Dans la deuxième partie, nous avons procédé à la caractérisation de nos lasers à cavité externe. La caractérisation des lasers FP en configurations continue et impulsionnelle a montré la

grande instabilité spectrale de l'ytterbium dans ce type de cavité, affirmant ainsi la nécessité d'un élément de filtrage pour la poursuite de l'étude.

Nous avons alors observé la réponse du laser dans une cavité étendue de type DBR, fermée par des fibres de Bragg. L'émission continue du laser, stabilisée autour de la longueur d'onde 1030 nm, a été comparée à la $P(I)$ simulée à partir de la modélisation de l'amplification optique avec une parfaite correspondance. L'observation du comportement temporel après dépôt d'un superstrat d'acétate de cellulose dopé BDN a révélé un fonctionnement mixte : présence d'impulsions « Mode-Lock » à l'intérieur d'une impulsion QS. L'émission laser présente donc plusieurs modes longitudinaux, ce qui n'est pas compatible avec notre objectif.

En diminuant la longueur de la cavité de 2m à 14 cm, un comportement QS pur a pu être observé, associé à une émission monomode longitudinale. La caractérisation spectrale a été effectuée grâce à l'utilisation d'un analyseur de FP. Ce résultat est un grand pas vers l'intégration d'un laser impulsionnel monomode longitudinal et FTL. Cependant, le spectre de ce laser DBR est plus de 5 fois plus large que la limite prédite par la théorie, élargissement attribué à des instabilités mécaniques liées au fait que la cavité laser n'est pas monolithique.

Dans la suite, on propose de poursuivre l'intégration du laser vers un composant monolithique, s'affranchissant ainsi d'instabilités structurelles. La contre-réaction, ainsi que le filtrage spectral seront alors assurés par la réalisation d'un miroir de Bragg sur les guides amplificateurs.

Chapitre 4

Caractérisation de lasers DFB impulsionnels

Table des matières

IV.1. INTRODUCTION	125
IV.2. ETUDE DE LA CAVITE DFB PASSIVE	126
IV.2.1 Guide de Bragg	126
IV.2.2 Modélisation du guide de Bragg	127
IV.2.3 Méthode de calcul de la diffraction du réseau à la longueur d'onde de pompe.....	131
IV.3. LASER DFB EN CONFIGURATION CONTINUE	132
IV.3.1. Modélisation du laser DFB	132
IV.3.2. Réalisation et caractérisation du laser DFB en configuration continue.....	137
IV.4. CARACTERISATION TEMPORELLE ET SPECTRALE DES LASERS DFB	147
IV.4.1. Caractérisation des lasers sans absorbant saturable.....	147
IV.4.2. Influence du dopage du superstrat.....	149
IV.4.3. Caractérisation d'un laser monomode transverse déclenché	152
IV.5. PERSPECTIVES DE L'ETUDE	155
IV.5.1. Optimisation de la puissance de sortie.....	155
IV.5.2. Modification du superstrat.....	156
IV.5.3. Vers une émission « eye-safe »	157
IV.6. CONCLUSION.....	158

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre IV, un réseau de Bragg est intégré au guide amplificateur pour former une cavité laser monolithique à rétroaction distribuée (Distributed Feedback Bragg grating, DFB). Le fonctionnement d'une telle cavité est détaillé, tout d'abord en l'absence de gain, puis modélisé dans le cas particulier de nos guides amplificateurs. À partir de ce modèle, le réseau de Bragg est dimensionné, puis réalisé. Les caractéristiques spectrale, temporelle et de puissance des lasers

DFB sont alors examinées avec et sans absorbant saturable (AS). Finalement, nous présenterons les perspectives ouvertes par ces résultats.

IV.2. Etude de la cavité DFB passive

IV.2.1 Guide de Bragg

Ce que nous appelons un guide de Bragg est un guide d'onde dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant la direction de propagation (Figure 4- 1). Dans notre technologie, il s'agit d'un guide d'onde en surface sur lequel un réseau de Bragg a été gravé [37] ou reporté [177], afin que l'onde guidée interagisse avec le réseau. Le degré d'interaction définit la force de la rétroaction. Cette fonction permet d'intégrer des cavités, actives ou passives, sur un même substrat que les autres fonctions réalisées en optique guidée. Les techniques usuelles de gravure d'un réseau dans le verre sont la gravure sèche [178] et l'ablation laser [179].

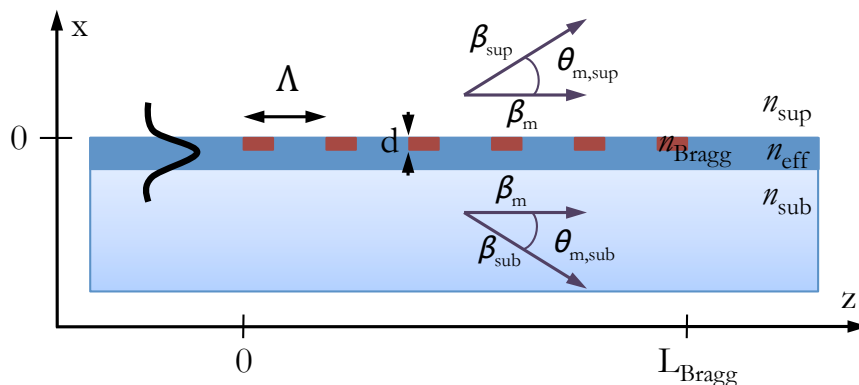


Figure 4- 1 : Représentation schématique d'un guide de Bragg.

Lors de la propagation du champ dans un guide de Bragg, les effets de la perturbation liée à la présence du réseau peuvent permettre de coupler l'énergie du champ incident, le champ source, vers d'autres modes guidés ou rayonnés.

Le couplage de l'énergie portée par le mode source a lieu vers les modes respectant la condition d'accord de phase qui porte sur la composante longitudinale des vecteurs d'onde des champs [36] :

$$\beta_g - \beta_m = m \frac{\pi}{\Lambda} \quad (4.1)$$

où $\beta_g = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$ est la constante de propagation du mode source dans le guide d'onde et $\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} n_i \cos\theta_{m,i}$ est la composante longitudinale du vecteur d'onde du mode couplé (guidé ou rayonné) avec $i \in \{sup, sub, guide\ d'onde\}$. Λ est la période du réseau, n_{eff} est l'indice effectif de la structure guidante et $m \in \mathbb{N}$ représente l'ordre de diffraction du réseau.

En s'appuyant sur la Figure 4- 1, un mode guidé se propageant selon les z positifs est dit propagatif. Le mode source, par exemple, est propagatif. À l'inverse, un mode guidé se propageant vers les z décroissants est dit contra-propagatif. Pour opérer une rétroaction à la longueur d'onde de signal, le mode source est diffracté à $\theta_m = 180^\circ$ pour coupler son énergie vers le mode signal contra-propagatif. On a alors $\beta_m = -\beta_g$ et l'équation (4. 1) permet de lier le pas du réseau à la longueur d'onde de signal λ_{Bragg} :

$$\lambda_{Bragg} = 2 \Lambda n_{eff} \quad (4.2)$$

Ce modèle simple permet de déterminer la longueur d'onde de Bragg à laquelle le couplage du mode source vers le mode contra-propagatif sera le plus efficace. Il ne permet cependant pas de connaître sa réflectivité. Pour cela, nous avons eu recours à la théorie des modes couplés.

IV.2.2 Modélisation du guide de Bragg

IV.2.2.1. Équation des modes couplés

Pour traiter le couplage d'énergie induit par une perturbation spatiale périodique de l'indice de réfraction entre les modes du guide de Bragg, le formalisme des modes couplés dans un guide plan établi par Yariv [36], [180] est mis en place pour le guide présenté sur la Figure 4- 1. Ce formalisme a été généralisé pour une application aux guides canaux par Marcuse [181]. Cependant, étant données les variations d'indices permises par l'échange d'ions, on se place dans l'hypothèse de faible guidage, ce qui nous permet d'utiliser directement les résultats du guide plan.

On s'intéresse ici particulièrement aux modes propagatif et contra-propagatif autour de la longueur d'onde de Bragg, dont les profils d'amplitude sont supposés similaires à ceux du guide

non perturbé, et tels que les modifications liées à la présence du réseau se manifestent essentiellement sur la constante de propagation β_g . Les composantes E_y des champs TE correspondant à ces deux modes guidés s'expriment alors :

$$\begin{aligned} E_y^+(x, y, z) &= A^+(z) \mathcal{E}_y(x, y) e^{-j\beta_g z} \\ E_y^-(x, y, z) &= A^-(z) \mathcal{E}_y(x, y) e^{+j\beta_g z} \end{aligned} \quad (4.3)$$

où A^+ et A^- sont respectivement les enveloppes des amplitudes complexes des modes propagatif et contra-propagatif dans le cadre de l'hypothèse des variations lentes de l'amplitude des modes du guide de Bragg. $\mathcal{E}_y$ est le profil d'amplitude du mode non perturbé.

Le couplage d'énergie se fait donc entre les amplitudes A^+ et A^- selon le système aux équations couplés suivant :

$$\begin{cases} \frac{dA^+(z)}{dz} = \kappa^* A^-(z) e^{+2j\Delta\beta z} \\ \frac{dA^-(z)}{dz} = \kappa A^+(z) e^{-2j\Delta\beta z} \end{cases} \quad (4.4)$$

où $\Delta\beta = \beta_g - \pi/\Lambda$ est la constante de propagation respectant la condition d'accord de phase, et κ le coefficient de couplage (en m^{-1}) entre les modes. Il est représentatif de l'interaction entre le réseau et le mode guidé et vaut :

$$\kappa = j \frac{\omega \varepsilon_0}{4} \int_{-d}^0 a_1(x) |\mathcal{E}_y(x, y)|^2 dx dy \quad (4.5)$$

où a_1 est le coefficient du premier ordre du développement en série de Fourier de la modulation périodique de l'indice de réfraction, d est la profondeur du réseau, ω est la pulsation de l'onde et ε_0 est la permittivité électrique du vide.

Lors du couplage de mode, le pas du réseau va donc déterminer la longueur d'onde de Bragg, tandis que la force du couplage dépend de la forme et de la profondeur du réseau ainsi que du contraste d'indice de réfraction entre le guide et le guide de Bragg.

En complétant l'énoncé des équations aux modes couplés, par les conditions aux limites du réseau de longueur L_{Bragg} (4.6), la résolution du système (4.4) donne accès à l'expression analytique de l'évolution de l'amplitude des modes :

$$\begin{cases} A^+(0) = A_0^+ \\ A^-(L_{Bragg}) = 0 \end{cases} \quad (4.6)$$

et

$$\begin{aligned} A^+(z) &= A_0^+ \frac{\Delta\beta \sinh[S(z - L_{Bragg})] + jS \cosh[S(z - L_{Bragg})]}{-\Delta\beta \sinh(SL_{Bragg}) + jS \cosh(SL_{Bragg})} e^{+j\Delta\beta z} \\ A^-(z) &= A_0^+ \frac{j\kappa \sinh[S(z - L_{Bragg})]}{-\Delta\beta \sinh(SL_{Bragg}) + jS \cosh(SL_{Bragg})} e^{-j\Delta\beta z} \end{aligned} \quad (4.7)$$

avec $S = \sqrt{|\kappa|^2 - \Delta\beta^2}$.

À partir des équations (4.7), l'évolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à la longueur d'onde de Bragg est tracée sur la Figure 4-2 pour les valeurs $|\kappa| = 1 \text{ cm}^{-1}$ et $L_{Bragg} = 1 \text{ cm}$.

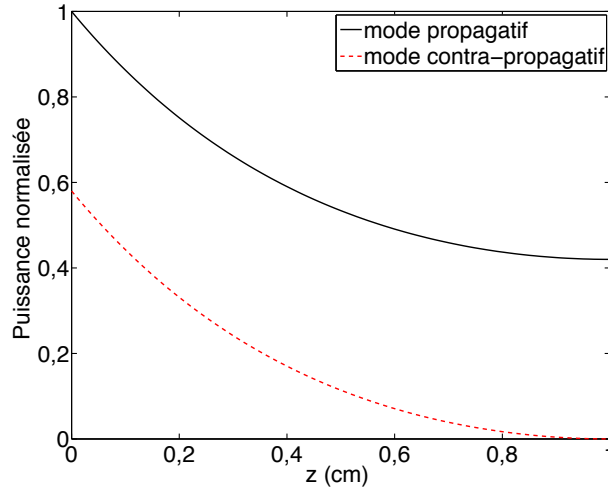


Figure 4-2 : Évolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à λ_{Bragg} dans le guide de Bragg avec $|\kappa| = 1 \text{ cm}^{-1}$ et $L_{Bragg} = 1 \text{ cm}$.

La baisse de puissance enregistrée par le mode propagatif lors de sa propagation dans le guide de Bragg est ainsi liée à un transfert d'énergie vers le mode contra-propagatif. Le réseau opère donc comme réflecteur à la longueur d'onde de signal.

On s'intéresse alors à la réponse spectrale du guide de Bragg et à l'influence respective des paramètres présentés ci-avant.

IV.2.2.2. Transmission du réseau

La courbe de réponse spectrale du guide de Bragg peut être calculée à partir des équations (4. 7), les réflexion R et transmission T étant liées aux amplitudes des modes propagatif et contra-propagatif par les relations :

$$R(\lambda) = \left| \frac{A^-(0)}{A^+(0)} \right|^2$$

$$T(\lambda) = \left| \frac{A^+(L_{Bragg})}{A^+(0)} \right|^2 \quad (4. 8)$$

On représente sur la Figure 4- 3 les variations de la transmission d'un guide de Bragg autour de la longueur d'onde $\lambda_{Bragg} = 1002$ nm pour différentes valeurs du coefficient de couplage $|\kappa|$ et de la longueur L_{Bragg} du réseau.

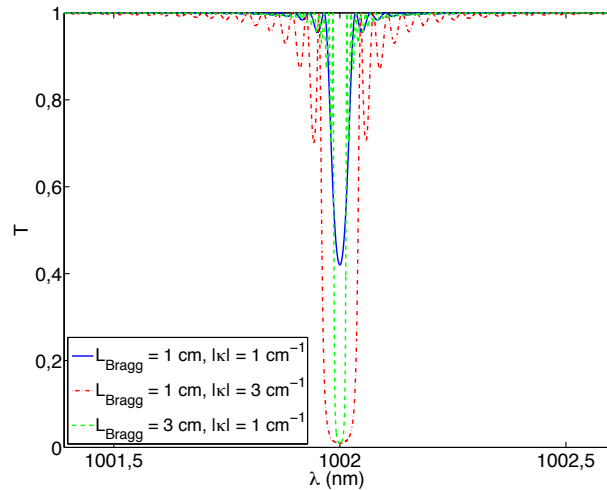


Figure 4- 3 : Transmission de guides de Bragg pour différentes valeurs du coefficient de couplage $|\kappa|$ et de la longueur L_{Bragg} du réseau.

Ces deux paramètres modifient à la fois la transmission et la largeur de la bande interdite, définie par la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ du creux de transmission.

On observe ainsi que la réflectivité du réseau autour de λ_{Bragg} augmente pour des valeurs croissantes du produit $|\kappa| L_{Bragg}$ et est fixée par lui. La largeur $\Delta\lambda$ en revanche est influencée de façon opposée par chacun des paramètres $|\kappa|$ et L_{Bragg} [38]. En effet, pour une valeur de $|\kappa| L_{Bragg}$ donnée, augmenter le coefficient de couplage élargit la bande interdite, tandis qu'augmenter la longueur du réseau produit l'effet contraire.

Chaque aspect de la réponse spectrale du guide de Bragg est donc déterminé conjointement par le coefficient de couplage et la longueur du réseau.

IV.2.3 Méthode de calcul de la diffraction du réseau à la longueur d'onde de pompe

On a vu que, lors de sa propagation dans un guide de Bragg, un mode source peut coupler son énergie vers des modes guidés ou rayonnés. Pour des longueurs d'onde inférieures à λ_{Bragg} , le réseau diffracte une partie de la puissance guidée vers l'extérieur du guide [182]. Les pertes liées à la diffraction du mode de pompe, et donc au couplage d'énergie du mode de pompe vers des modes rayonnés, peuvent être calculées via un logiciel basé sur la méthode dite AFMM (Aperiodic Fourier Modal Method) [183] et sur l'utilisation des matrices S [184]. Ce logiciel est un solveur de mode et un propageur vectoriel développé au laboratoire par Davide Bucci [185].

La structure d'indice d'une cellule élémentaire, comme décrite Figure 4- 4, est reproduite à l'infini pour constituer un guide de Bragg de longueur infinie. Le programme calcule alors les modes de Bloch de cette structure périodique [186].

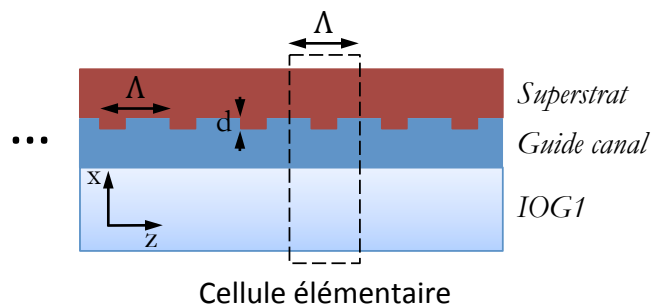


Figure 4- 4 : Coupe longitudinale de la cellule élémentaire du guide de Bragg infini.

La cellule élémentaire est élaborée à partir de la carte d'indice $n(x, y)$ du guide d'onde non gravé, tel que défini dans les chapitres précédents. Les parties latérales, de longueur $\Lambda/4$, reprennent cette carte d'indice telle quelle, tandis que pour la partie centrale, de longueur $\Lambda/2$, l'indice de réfraction dans le creux du réseau (entre $x = 0$ et $x = -d$) est celui du superstrat.

Bien que le logiciel permette le calcul en considérant des variations d'indice de réfraction dans les trois directions de l'espace, les contraintes de mémoire disponible et donc de temps de calcul rendent cette approche peu efficace. C'est pourquoi nous avons ramené le problème à deux dimensions, en utilisant la méthode de l'indice effectif selon l'axe (Oy) . La cellule élémentaire est alors définie, à partir des cartes d'indice $n_{\text{eff},y}(x)$.

IV.3. Laser DFB en configuration continue

IV.3.1. Modélisation du laser DFB

IV.3.1.1. Théorie des modes couplés avec gain homogène

Afin de former une cavité laser DFB, un réseau de Bragg est gravé dans les guides d'onde amplificateurs décrits dans les chapitres précédents. Pour modéliser leur comportement actif et déterminer les conditions d'oscillation laser, on leur applique la théorie du guide de Bragg. On reprend donc les équations des mode couplés, auxquelles on ajoute un terme de gain :

$$\begin{cases} \frac{dA^+(z)}{dz} = \kappa^* A^-(z) e^{+2j\Delta\beta z} + g_{\text{amp}}(z) A^+(z) \\ \frac{dA^-(z)}{dz} = \kappa A^+(z) e^{-2j\Delta\beta z} - g_{\text{amp}}(z) A^-(z) \end{cases} \quad (4.9)$$

où g_{amp} est le coefficient de gain modal (m^{-1}) en amplitude dans le guide non perturbé.

Pour résoudre ce système de façon analytique, on va dans un premier temps considérer le gain comme constant le long de la propagation. Cette approche qualitative nous permet d'atteindre un premier stade de compréhension de l'influence des paramètres réseau sur le comportement du laser DFB.

Ainsi, en considérant le gain constant et en opérant le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned}\widetilde{A}^+(z) &= A^+(z) e^{-g_{amp}z} \\ \widetilde{A}^-(z) &= A^-(z) e^{+g_{amp}z}\end{aligned}\tag{4. 10}$$

on récrit le système (4. 9) sous une forme très similaire aux équations (4. 4) :

$$\begin{cases} \frac{d\widetilde{A}^+(z)}{dz} = \kappa^* \widetilde{A}^-(z) e^{+2j(\Delta\beta + jg_{amp})z} \\ \frac{d\widetilde{A}^-(z)}{dz} = \kappa \widetilde{A}^+(z) e^{-2j(\Delta\beta + jg_{amp})z} \end{cases}\tag{4. 11}$$

En complétant l'énoncé des équations aux modes couplés, par les conditions aux limites du réseau de longueur L_{Bragg} (4. 6), la résolution du système (4. 11) donne accès à l'expression analytique de l'évolution de l'amplitude complexe des modes :

$$\begin{aligned}A^+(z) &= A_0^+ \frac{(g_{amp} - j\Delta\beta) \sinh[S_g(L_{Bragg} - z)] - S_g \cosh[S_g(L_{Bragg} - z)]}{(g_{amp} - j\Delta\beta) \sinh(S_g L_{Bragg}) - S_g \cosh(S_g L_{Bragg})} e^{j\Delta\beta z} \\ A^-(z) &= A_0^+ \frac{\kappa \sinh[S_g(L_{Bragg} - z)]}{(g_{amp} - j\Delta\beta) \sinh(S_g L_{Bragg}) - S_g \cosh(S_g L_{Bragg})} e^{-j\Delta\beta z}\end{aligned}\tag{4. 12}$$

avec $S_g = \sqrt{|\kappa|^2 + (g_{amp} - j\Delta\beta)^2}$.

De la même façon que pour le guide de Bragg passif, on s'intéresse à la réponse spectrale du guide de Bragg amplificateur. Pour cela, on se réfère aux termes de transmission et réflexion définis par les expressions (4. 8). On constate que ces derniers divergent lorsque :

$$(g_{amp} - j\Delta\beta) \sinh(S_g L_{Bragg}) = S_g \cosh(S_g L_{Bragg})\tag{4. 13}$$

Que l'on peut réécrire :

$$\frac{S_g - (g_{amp} - j\Delta\beta)}{S_g + (g_{amp} - j\Delta\beta)} e^{2S_g L_{Bragg}} = -1\tag{4. 14}$$

C'est la condition d'oscillation du laser. Elle nous renseigne ainsi sur les conditions d'atteinte du seuil laser. En effet, lorsque la relation (4. 13) est vérifiée, l'amplitude des signaux émis en entrée et sortie du guide est non nulle même en l'absence d'un signal incident.

La Figure 4- 5 présente de façon graphique l'évolution de la fonction $\mathcal{F}(\Delta\beta L_{Bragg}, g_{amp} L_{Bragg}) = \left| 1 + \frac{S_g - (g_{amp} - j\Delta\beta)}{S_g + (g_{amp} - j\Delta\beta)} e^{+2 S_g L_{Bragg}} \right|$. Les points rouges représentent les couples $(\Delta\beta L_{Bragg}, g_{amp} L_{Bragg})$ tels que la condition de résonance (4. 14) est vérifiée, pour une valeur de $|\kappa| L_{Bragg}$ fixée.

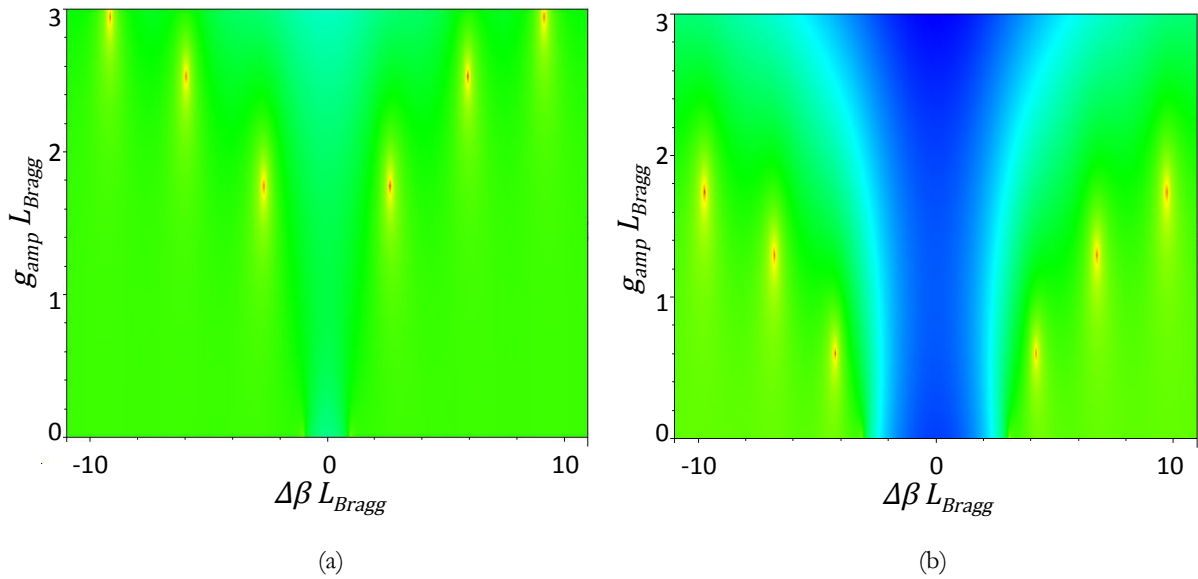


Figure 4- 5 : Évolution de la fonction $\mathcal{F}(\Delta\beta L_{Bragg}, g_{amp} L_{Bragg})$ pour différentes valeurs de $|\kappa| L_{Bragg}$. a) $|\kappa| L_{Bragg} = 1$. b) $|\kappa| L_{Bragg} = 3$. Apparaissent les couples $(\Delta\beta L_{Bragg}, g_{amp} L_{Bragg})$ solutions de la condition de résonance (4. 14).

De la même façon que sur la figure de transmission du guide de Bragg passif de la Figure 4- 3, la réponse spectrale est symétrique par rapport à la longueur d'onde de Bragg. Dans la zone d'observation $\Delta\beta L_{Bragg} \in [-11, 11]$ et $g_{amp} L_{Bragg} \in [0, 3]$, il existe six couples de solutions, chacun correspondant au seuil laser d'un mode longitudinal différent. On constate qu'il n'y a pas d'émission laser au sein de la bande interdite, et en particulier à la longueur d'onde λ_{Bragg} . Cependant, les seuils laser sont d'autant plus faibles que l'on se rapproche des limites de la bande interdite.

Si l'on compare ces résultats à l'analyse du guide passif, on retrouve le fait que la bande interdite est plus large pour des valeurs de kappa croissantes, en atteste l'écart $\Delta\beta$ entre les modes

longitudinaux appariés. On note également que, pour une même longueur de réseau, le gain nécessaire à l'atteinte du seuil laser est plus faible pour des valeurs de κ croissantes. Ceci peut être expliqué par le fait que plus l'interaction entre le mode guidé et le réseau est forte, plus la cavité est fermée. Les pertes liées à la transmission du miroir sont donc plus faibles et le seuil laser est abaissé d'autant.

IV.3.1.2. Modélisation numérique du laser DFB

Au cours de la propagation, les flux de pompe et de signal sont modifiés, du fait des propriétés spectroscopiques du matériau amplificateur et de l'interaction avec le réseau. Le gain n'est donc pas uniforme le long du guide de Bragg. Ainsi, de la même façon que pour l'amplificateur (Chap.2) puis pour le laser FP (Chap.3), la prise en compte des effets de la propagation sur les puissances de pompe et de signal, se fait par découpage du guide de Bragg dans la direction de propagation (Oz), en sections élémentaire dz , au sein desquelles le gain au signal et les pertes à la pompe sont supposés constants (Figure 4- 6a). Dans chaque tranche dz du guide de Bragg amplificateur, on pourra ainsi utiliser le formalisme des modes couplés à gain homogène. La longueur d'une section élémentaire est choisie à $dz = 400 \mu\text{m}$, valeur en deçà de laquelle notre calcul fournit les mêmes résultats.

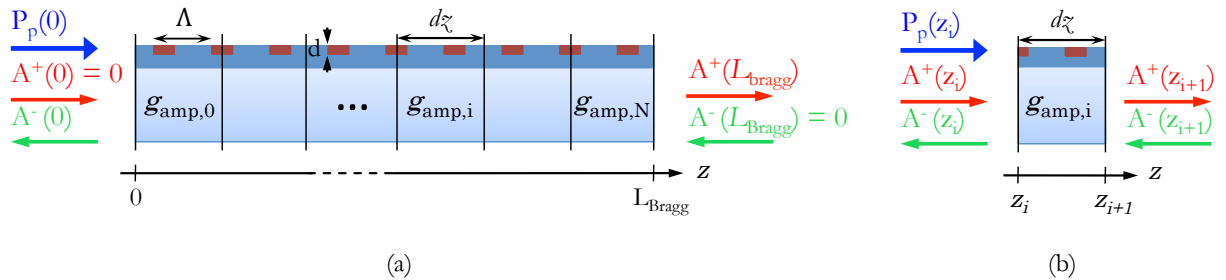


Figure 4- 6 : Représentation schématique de la discrétisation du guide de Bragg amplificateur en $N+1$ sections élémentaires dz telle qu'implémentée dans le modèle numérique. P_p est la puissance de pompe, A^+ et A^- sont, respectivement, les amplitudes des modes propagatif et contra-propagatif. a) Discretisation et conditions aux limites du guide complet. b) Condition aux limites aux bornes d'une section élémentaire i .

Les conditions aux limites du guide de Bragg dans son intégralité sont alors une puissance de pompe en entrée ($z=0$) fixée à $P_p(0)$, et des puissances nulles portées, respectivement en $z=0$ et en $z=L_{\text{Bragg}}$, par les modes de signal propagatif et contra-propagatif. Si on considère une section élémentaire i , comme dans la Figure 4- 6b, le gain dans cette section est calculée à partir

des puissances de pompe $P_p(z_i)$ et de signal $P_s(z_i) = |A^+(z_i)|^2 + |A^-(z_i)|^2$ [187] calculées à l'entrée du segment i , d'après la formule du gain modal vue au chapitre 2.

En sortie d'une section élémentaire i , la puissance de pompe et l'amplitude des modes de signal sont [188] :

$$P_p(z_{i+1}) = P_p(z_i) e^{\gamma_{p,i} dz} \quad (4.15)$$

où $\gamma_{p,i}$ est le gain à la longueur d'onde de pompe défini dans le chapitre 2, puis

$$\begin{aligned} A^+(z_{i+1}) &= \frac{e^{j\Delta\beta(z_i+dz)}}{S_g} \left\{ A^+(z_i) e^{-j\Delta\beta z_i} \left[(g_{amp,i} - j\Delta\beta) \sinh(S_g dz) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + S_g \cosh(S_g dz) \right] \sinh(S_g dz) \right. \\ &\quad \left. + \frac{A^-(z_i)}{\kappa} \sinh(S_g dz) e^{j\Delta\beta z_i} \left[(g_{amp,i} - j\Delta\beta)^2 - S_g^2 \right] \right\} \\ A^-(z_{i+1}) &= \frac{e^{-j\Delta\beta(z_i+dz)}}{S_g} \left\{ \kappa A^+(z_i) e^{-j\Delta\beta z_i} \sinh(S_g dz) \right. \\ &\quad \left. + A^-(z_i) e^{j\Delta\beta z_i} \left[(j\Delta\beta - g_{amp,i}) \sinh(S_g dz) + S_g \cosh(S_g dz) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

À partir des valeurs de $P_p(0)$, $A^+(0)$ et de $A^-(0)$, on peut donc simuler la propagation des modes de pompe et de signal à la longueur d'onde λ_s , en appliquant les équations à chaque segment du guide, afin d'obtenir les valeurs de $P_p(L_{Bragg})$, $A^+(L_{Bragg})$ et de $A^-(L_{Bragg})$. Le programme est alors exécuté pour des couples de valeurs $(A^-(0), \lambda_s)$ afin de trouver une puissance de sortie $P_s(L_{Bragg}) = |A^+(L_{Bragg})|^2$ telle que les conditions aux limites $A^+(0) = 0$ et $A^-(L_{Bragg}) = 0$ soient respectées. Tant que ces conditions ne sont pas remplies, elles ne correspondent pas un mode laser. Ce programme a été développé par Marco Casale et Lionel Bastard pendant leur thèse de doctorat respective [38], [188] et est utilisé dans la suite de ces travaux pour dimensionner le réseau de Bragg.

IV.3.2. Réalisation et caractérisation du laser DFB en configuration continue

IV.3.2.1. Dimensionnement du réseau

Afin d'optimiser les performances du laser DFB, il est nécessaire de procéder préalablement au dimensionnement du réseau de Bragg.

Tout d'abord, il nous faut fixer sa périodicité. À partir des résultats des mesures de gain présentées dans le chapitre 2, le pas du réseau est fixé à 331 nm, ce qui correspond à une longueur d'onde d'émission autour de $\lambda_{Bragg} = 1002$ nm. En effet, les mesures montrent un gain petit signal supérieur à cette longueur d'onde. La longueur du réseau est fixée à 3,5 cm (longueur maximale permise par la méthode de fabrication).

Ensuite, le couplage entre les modes guidés propagatif et contra-propagatif doit être étudié. Pour cela, nous avons calculé l'évolution du coefficient de couplage $|\kappa|$ en fonction de la profondeur du réseau. Nous avons pour cela utilisé la formule (4. 5). Le mode guidé utilisé pour ce calcul est simulé à la longueur d'onde 1002 nm (cf. chapitre II) pour un guide échangé pendant 5 min, de largeur de diffusion $W = 2$ μ m. La Figure 4- 7 montre les résultats que nous avons obtenus pour deux superstrats différents : l'air ($n = 1$) et l'acétate de cellulose ($n = 1,47$).

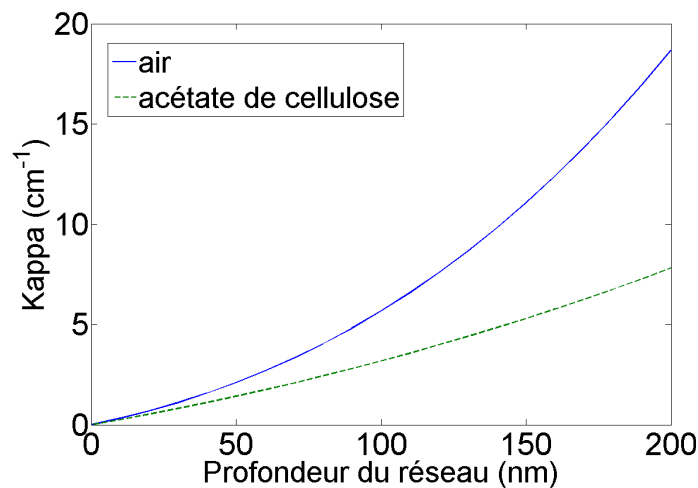


Figure 4- 7 : Évolution de la valeur du coefficient de couplage $|\kappa|$ dans un guide de largeur de diffusion $W = 2$ μ m, en fonction de la profondeur du réseau ($\lambda_{Bragg} = 1002$ nm) pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose. Le réseau est considéré de forme sinusoïdale.

L'allure générale de cette évolution est une augmentation du couplage pour des profondeurs de réseau croissantes. En effet, la perturbation due au réseau est d'autant plus sensible, que celui-ci pénètre plus profondément dans le guide, et donc interagit davantage avec les modes guidés. On observe, par ailleurs, que le couplage est plus fort dans l'air que dans l'acétate de cellulose. Ceci veut dire que, dans notre structure, le rehaussement du champ vers le superstrat, induit par le dépôt d'acétate de cellulose en surface des guides, ne compense pas la perte de contraste d'indice entre le verre et l'air.

Cependant, nous ne pouvons nous limiter à ne considérer que le couplage du réseau à la longueur d'onde de signal. En effet, celui-ci introduit des pertes par diffraction à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 976$ nm. Comme indiqué précédemment, ce calcul utilise AFMM en deux dimensions. Il faut donc « transposer » la structure d'indice du guide d'onde amplificateur en une carte une dimension. La Figure 4- 8 présente le profil d'indice du guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ ainsi que sa transformation en carte d'indice effectif $n_{\text{eff},y}(x)$.

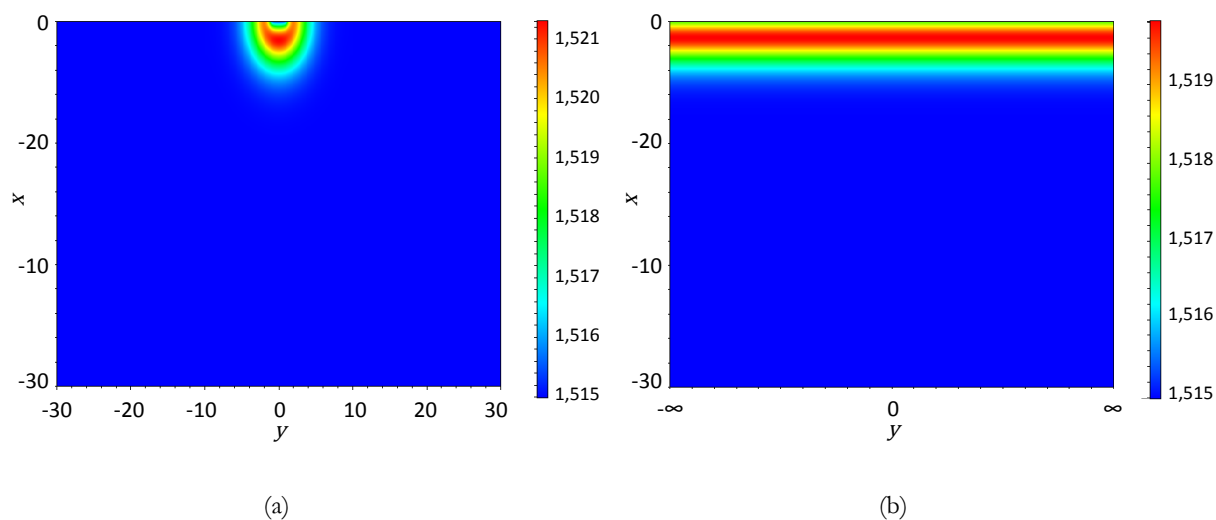


Figure 4- 8 : Cartes d'indice de réfraction. a) Carte d'indice 2D $n(x,y)$ du guide échangé en surface, de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$. b) Carte d'indice effectif 1D $n_{\text{eff},y}(x)$ établie à partir de (a).

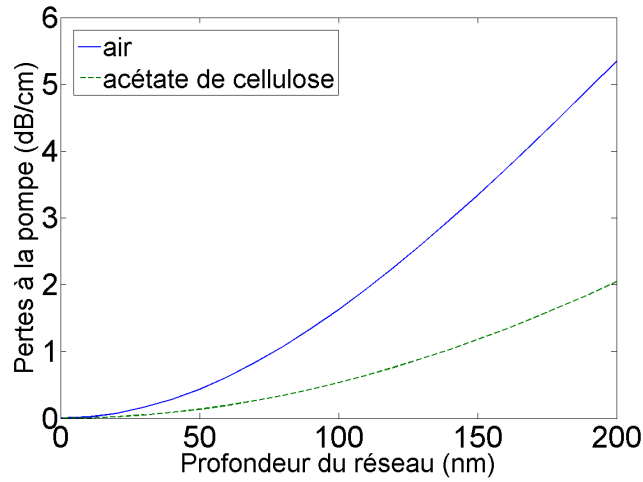


Figure 4- 9 : Évolution des pertes linéiques introduites à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 976$ nm par un réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331$ nm. Les pertes sont calculées pour les superstrats air et acétate de cellulose pour un guide de largeur de diffusion $W = 2$ μm . Le réseau est considéré de forme rectangulaire.

Les résultats des calculs AFMM concernant les pertes du mode de pompe sont réunis sur la Figure 4- 9. Comme on pouvait s'y attendre, les pertes augmentent avec la profondeur du réseau. De la même façon que pour l'évolution du coefficient de couplage, les pertes à la pompe sont plus faibles avec de l'acétate de cellulose qu'avec de l'air. La raison est toujours que le réseau est plus fort dans l'air, et impacte davantage la propagation. Il s'agit désormais de déterminer une plage de profondeurs compatibles avec l'émission laser en cavité DFB.

À partir de la connaissance de la valeur des paramètres propres au réseau, on procède à la simulation du comportement laser DFB à $\lambda = 1002$ nm, pour une puissance de pompe fixée à 250 mW et une profondeur variable. Le programme présenté en IV.3.1.2 est alors utilisé avec pour paramètres la valeur du coefficient de couplage $|\kappa|$ et les pertes à la longueur d'onde de pompe calculée précédemment. Les pertes par propagation déterminées dans le chapitre 2 (0,1 dB/cm) sont également prises en compte. Les résultats pour les superstrats air et acétate de cellulose sont réunis sur la Figure 4- 10.

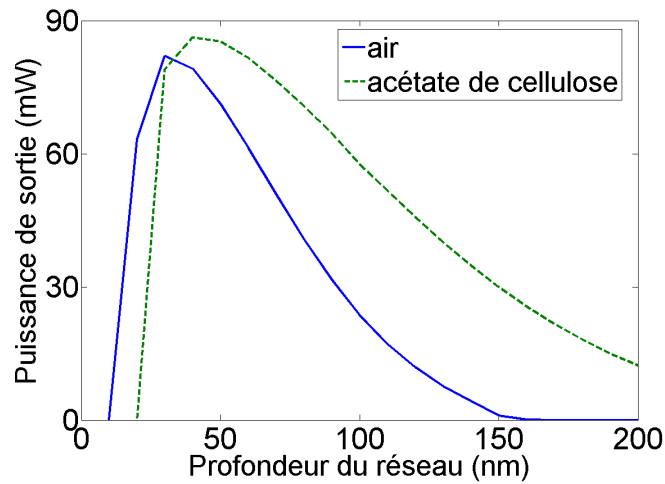


Figure 4- 10 : Évolution de la puissance de sortie du laser DFB pour un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1002 \text{ nm}$, en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$. Deux superstrats différents sont étudiés : air et acétate de cellulose.

On observe tout d'abord l'existence d'un maximum d'émission laser quelle que soit la nature du superstrat. Il existe donc une profondeur de réseau optimale, située ici autour de 40 nm pour les deux configurations considérées.

Si on compare les deux configurations, on constate que le laser commence à émettre pour des profondeurs de réseau légèrement supérieures, lorsque le superstrat est l'acétate de cellulose. Ceci s'explique par les valeurs du coefficient de couplage (Figure 4- 7) : comme $|\kappa|$ est inférieur, il faut graver davantage le réseau pour fermer la cavité. De plus, la diminution de la puissance de sortie pour des profondeurs plus importantes est liée, à la fois à l'augmentation du coefficient $|\kappa|$, et donc à une fermeture progressive de la cavité, ainsi qu'à l'augmentation des pertes à la longueur d'onde de pompe. Comme ces deux paramètres sont plus importants dans l'air que dans l'acétate de cellulose, on comprend mieux que la puissance de sortie diminue plus rapidement lorsque le superstrat est l'air.

On remarque également que l'optimum de la puissance de sortie est très proche du seuil laser. Un compromis devra donc être trouvé entre la reproductibilité technologique et la puissance émise.

À partir de tous ces éléments, et afin de vérifier les conclusions des simulations, nous décidons de tester trois profondeurs de gravure : 30 nm, 80 nm et 120 nm. La première valeur permet de s'approcher du fonctionnement optimal théorique, alors que les deux suivantes permettent d'assurer une émission laser et permettront de vérifier l'allure de la courbe ainsi que la relation d'ordre entre les performances des deux superstrats considérés.

IV.3.2.2. Réalisation du réseau de Bragg

Après nettoyage de la surface des guides (Figure 4- 11a), une couche d'épaisseur 500 nm de résine photosensible positive Shipley Microposit S1805 G2 est déposée à la tournette (Figure 4- 11b). Les motifs du réseau sont définis sur la résine photosensible par insolation holographique. Le banc, présenté sur la Figure 4- 11c, est constitué une source laser Toptica Photonics bleue de longueur d'onde 405,2 nm dont le faisceau est focalisé par un objectif de microscope x60 sur un trou diffractant de diamètre 5 μ m, qui filtre les hautes fréquences spatiales du faisceau laser. Ce faisceau divergent est à nouveau filtré spatialement par un diaphragme circulaire, puis collimaté. Le faisceau résultant possède un diamètre de 6 cm et une homogénéité en puissance supérieure à 80% [189]. La collimation est réalisée à l'aide d'une lentille apochromatique. Il s'agit d'un doublet de lentilles de diamètre 6 cm dont les aberrations sphériques sont corrigées. La plaquette IOG1 comportant les guides amplificateurs est fixée sur un miroir de Lloyd, de façon à être perpendiculaire au miroir. L'ensemble miroir/plaquette est placé en face du faisceau collimaté. Les interférences entre la part du faisceau qui insole directement la plaquette, et celle réfléchiée par le miroir, forment le réseau dont le pas est modifié par rotation du coin d'équerre par rapport au faisceau incident.

Après développement (Figure 4- 11d), la vérification de la réussite de la lithographie est effectuée par comparaison des puissances sur les ordres 0 et 1 de diffraction du réseau, ainsi que de l'angle qui les sépare [38]. Ces données nous permettent respectivement, d'estimer la profondeur du réseau dans la résine et de vérifier la valeur de la périodicité. Plus le pas est faible, et plus il est difficile d'éliminer tout à fait la résine dans les creux du réseau.

Avant gravure, il est nécessaire de protéger les motifs. On procède pour cela à une étape dite d'ombrage [190]. Une couche d'aluminium d'épaisseur 40 nm est déposée par évaporation oblique sur la crête des motifs (Figure 4- 11e). La gravure des motifs dans le masque de résine/aluminium (Figure 4- 11f) est effectuée par gravure ionique réactive (RIE, Reactive Ion Etching). Tout d'abord un plasma de dioxygène est utilisé pour supprimer la résine des creux du réseau développé. Les gaz réactifs employés pour la gravure du verre forment un plasma d'hexafluorure de soufre (SF_6) et de trifluorométhane (CHF_3) à une puissance RF de 70 W,

d'après le procédé développé au CIME¹. Nous avons déterminé expérimentalement la vitesse de gravure sur notre verre phosphate IOG1 à une valeur de 20 nm/min. L'échantillon est ensuite débarrassé de la résine et de l'aluminium par respectivement, un nettoyage au solvant Ultradeposit Remover Shipley et un bain d'acide Aluminum-etchant Fujifilm (Figure 4- 11g).

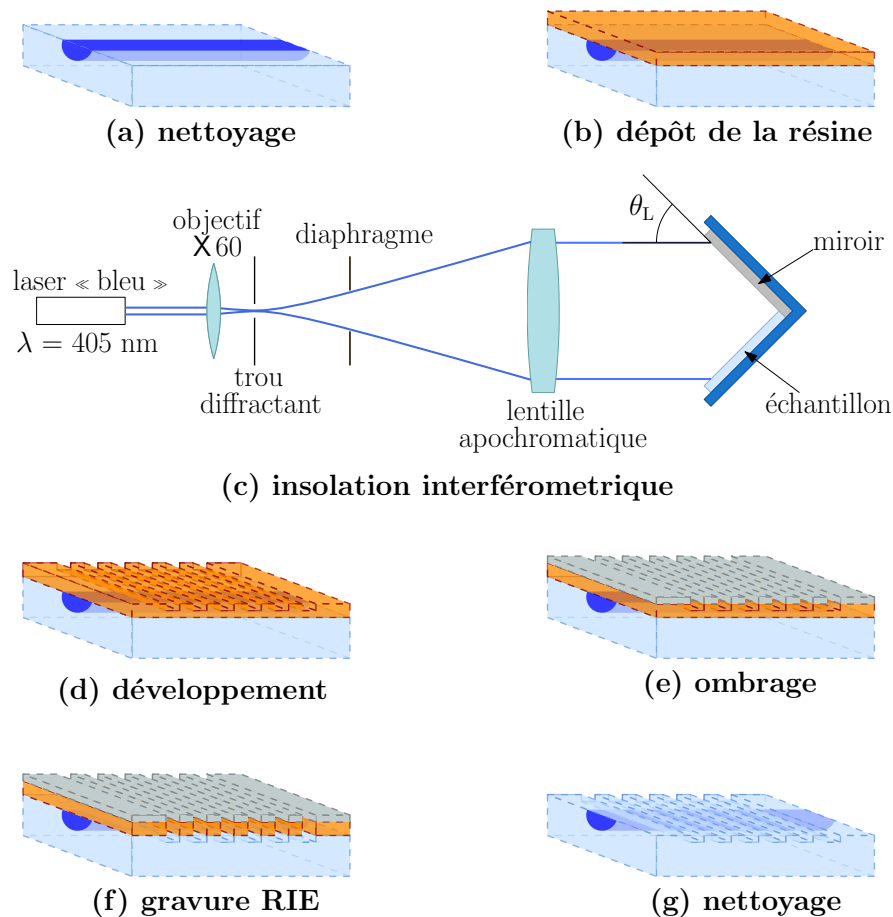


Figure 4- 11 : Schéma des étapes de réalisation d'un réseau de Bragg par insolation holographique.

Une mesure de la topographie du réseau ainsi obtenu est effectuée par microscopie à force atomique (Atomic Force Microscope, AFM). Cette mesure donne accès à la forme, à la profondeur et au pas du réseau (Figure 4- 12a). On remarque que le réseau de profondeur 80 nm est plutôt sinusoïdal, tandis que les réseaux de profondeur 30 nm et 120 nm présentent une

¹ Centre Interuniversitaire de Micro-Électronique

topographie plus rectangulaire. Cette différence de forme est imputée à la faible reproductibilité du profil d'aluminium lors de l'étape d'ombrage des crêtes.

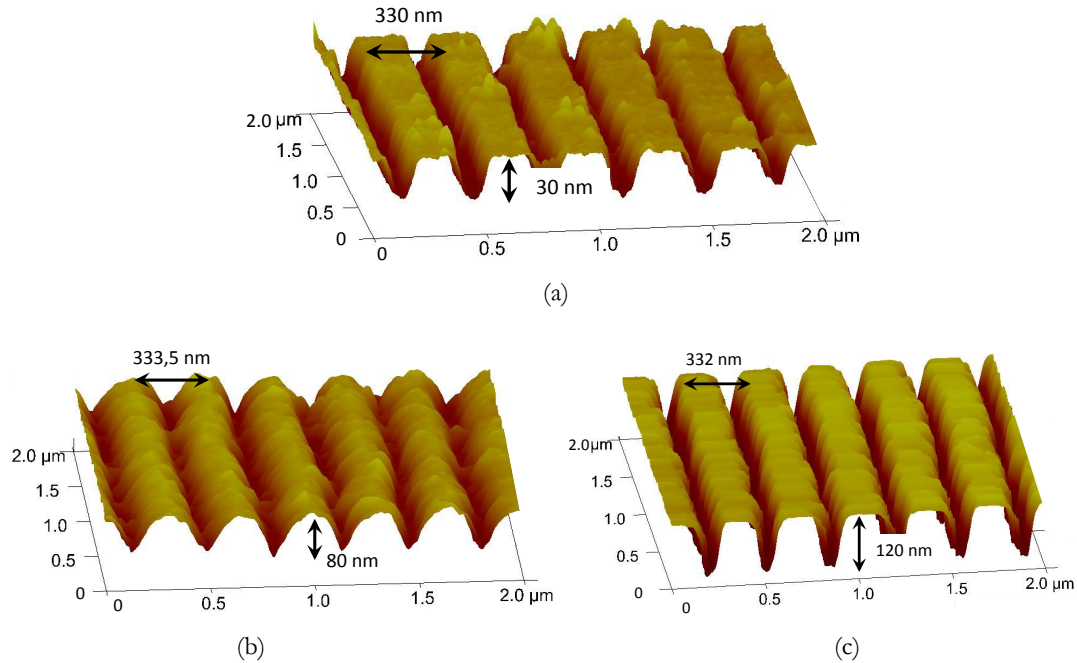


Figure 4- 12 : Caractérisation AFM des réseaux de Bragg réalisés. a) Image AFM du réseau de profondeur 30 nm. b) Image AFM du réseau de profondeur 80 nm. c) Image AFM du réseau de profondeur 120 nm.

Les paramètres de réalisation des réseaux sont rassemblés dans le Tableau 4- 1.

		Paramètres	Valeurs expérimentales
1	Réalisation	Durée d'insolation	3 min
		Temps de gravure	2 min 30
	Caractérisation AFM	Pas du réseau	330 nm
		Profondeur du réseau	30 nm
2	Réalisation	Durée d'insolation	3 min
		Temps de gravure	4 min 30
	Caractérisation AFM	Pas du réseau	333,5 nm
		Profondeur du réseau	80 nm
3	Réalisation	Durée d'insolation	3 min 30
		Temps de gravure	6 min
	Caractérisation AFM	Pas du réseau	332 nm
		Profondeur du réseau	120 nm

Tableau 4- 1 : Résumé des paramètres expérimentaux lié à la réalisation et à la caractérisation des réseaux de Bragg.

IV.3.2.3. Caractérisation du laser DFB

On souhaite mesurer l'allure de l'évolution de la puissance émise par nos lasers DFB en fonction de la profondeur du réseau pour un même superstrat, mais aussi en fonction du superstrat. Pour cela, on procède à la caractérisation expérimentale des lasers DFB avec le montage présenté sur la Figure 4- 13. Le signal laser émis est collecté au niveau de la facette d'entrée dans une fibre HI1060, puis il est dirigé vers un OSA grâce à un multiplexeur 980 nm/1030 nm. Un isolateur fibré est soudé entre le multiplexeur et la pompe pour protéger cette dernière.

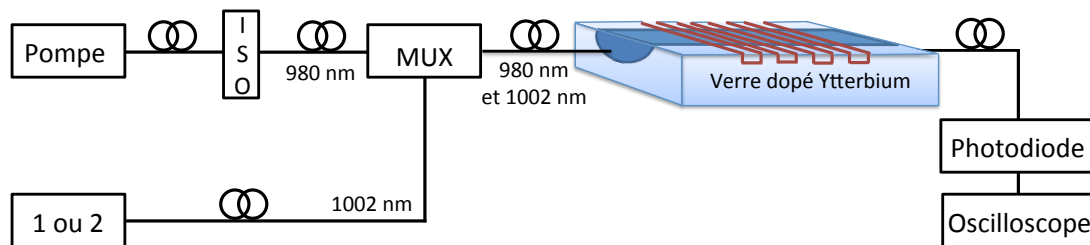


Figure 4- 13 : Représentation schématique du banc de caractérisation du laser DFB. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; 1 est un analyseur de spectre optique ; 2 est un interféromètre de Fabry-Pérot. Le guide d'onde fait 4 cm de long, le réseau mesure 3,5 cm.

On teste alors les différentes cavités correspondant aux profondeurs de réseau de valeur 30 nm, 80 nm et 120 nm, et ce, pour les superstrats d'air et d'acétate de cellulose non dopée.

On constate tout d'abord qu'avec l'air pour superstrat, toutes les largeurs de diffusion ne permettent pas d'obtenir une émission laser. En effet, pour le réseau profond de 30 nm aucun laser DFB n'est obtenu, tandis qu'aux profondeurs de réseau de 80 nm et 120 nm, seuls les guides de largeur supérieure à 4 μm atteignent leur seuil d'émission laser. On compare donc les puissances de sortie des lasers DFB de largeur de diffusion $W = 4 \mu\text{m}$ (Figure 4- 14). On remarque cependant, que les guides qui ne lasent pas en régime DFB, ont tendance à émettre lorsqu'une cavité DBR est constituée, notamment par réflexion sur la fibre optique d'injection (cf. chapitre 3).

On procède à la même étude avec l'acétate de cellulose comme superstrat. Les résultats sont présentés sur la Figure 4- 14.

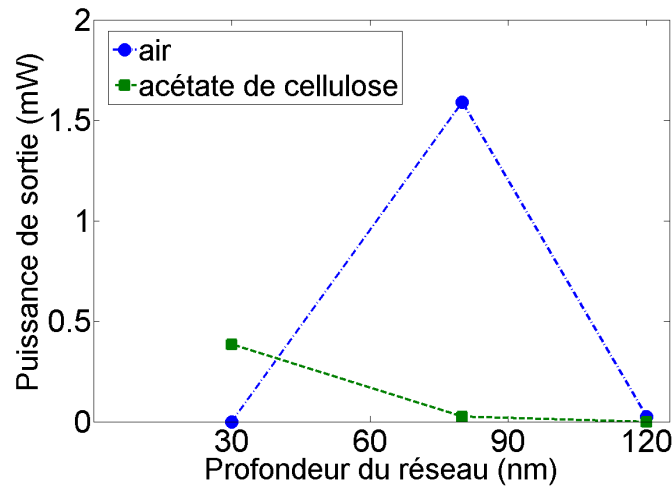


Figure 4- 14 : Évolution de la puissance de sortie pour un guide de largeur de diffusion $W = 4 \mu\text{m}$, en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$ pour deux superstrats différents : air (trait continu) et acétate de cellulose. Les points de mesure ont été joints par des traits afin de faciliter la lecture.

L'étude comparative de l'évolution de la puissance émise par les lasers DFB pour les deux superstrats considérés ne correspond pas du tout au comportement prédit par les simulations (Figure 4- 10). Tout se passe comme si pertes à la pompe et coefficient de couplage $|\kappa|$ étaient plus forts dans l'acétate de cellulose. Or, si les creux du réseau de Bragg sont remplis d'un matériau d'indice de réfraction proche de celui du guide, la perturbation de la propagation du mode guidé, liée aux variations périodiques de l'indice de réfraction, est moins importante et devrait mener à une diminution du coefficient de couplage (4. 5). La faible translation du mode guidé vers le superstrat, liée à la symétrisation des indices, ne peut expliquer à elle seule un tel écart.

Nous avons donc émis l'hypothèse que l'acétate de cellulose ne pénètre pas tout à fait les creux du réseau de Bragg, menant ainsi vers une situation où la perturbation est due à la fois à une forte différence des indices de réfraction et à une translation du mode guidé vers le réseau. Nous avons donc recalculé les caractéristiques théoriques du réseau de Bragg en incluant le cas limite où le superstrat n'entre pas du tout dans les creux du réseau, comme schématisé sur la Figure 4- 15.

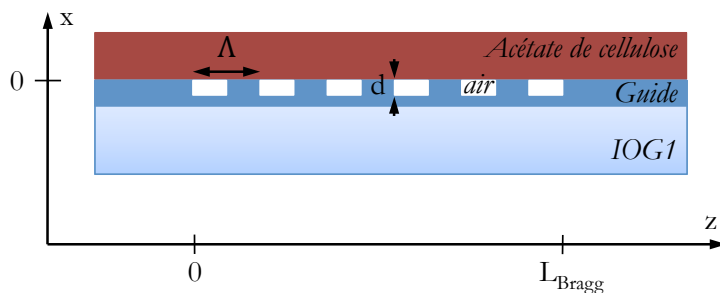


Figure 4- 15 : Schéma du guide de Bragg tel que le superstrat ne pénètre pas du tout les creux du réseau.

L'évolution du coefficient de couplage $|\kappa|$ en fonction de la profondeur du réseau est transcrite sur la Figure 4- 16a pour les superstrats air et acétate de cellulose avec des creux de Bragg remplis d'acétate de cellulose ou d'air. Comme nous l'avions prédit, pour un superstrat formé d'acétate de cellulose, nous constatons un couplage dix fois plus fort lorsque la couche mince ne pénètre pas les creux du réseau. De la même façon, les pertes à la pompe sont plus importantes dans cette configuration (Figure 4- 16b). Les coefficients de couplage et pertes à la pompe dans le cas réel sont donc compris entre ceux calculés pour les deux cas limites où l'acétate de cellulose emplit tout à fait, ou pas du tout, les creux du réseau.

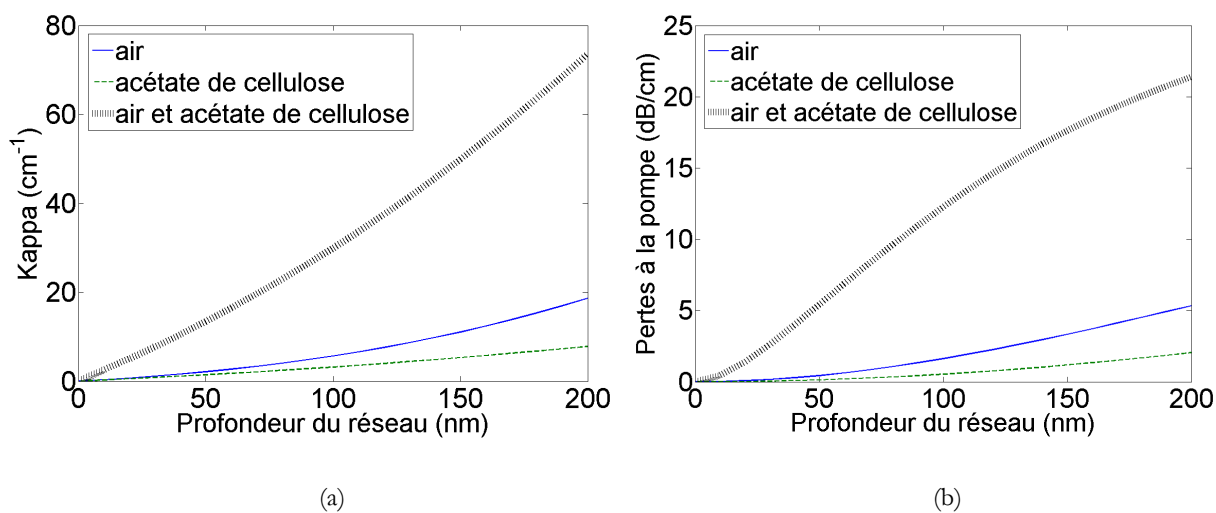


Figure 4- 16 : Évolution (a) de la valeur du coefficient de couplage $|\kappa|$ et (b) des pertes linéiques introduites à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 976 \text{ nm}$, dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ en fonction de la profondeur du réseau ($\lambda_{\text{Bragg}} = 1002 \text{ nm}$) pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose avec des creux de Bragg remplis d'acétate de cellulose ou d'air.

À partir de ces paramètres recalculés, on est en mesure de simuler le comportement du laser DFB pour une géométrie semblable à celle schématisée sur la Figure 4- 15.

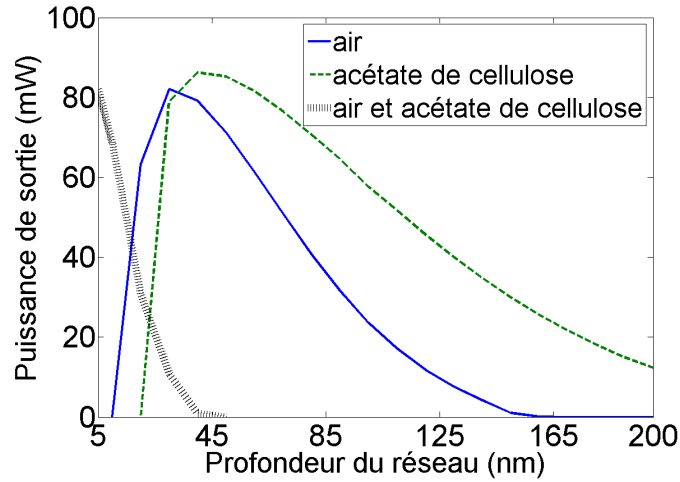


Figure 4- 17 : Évolution de la puissance de sortie à la longueur d'onde $\lambda = 1002$ nm dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331$ nm pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose avec des creux de Bragg remplis d'acétate de cellulose ou d'air. Sont prises en compte les pertes à la pompe (Figure 4- 9) et les pertes par propagation (0,1 dB/cm).

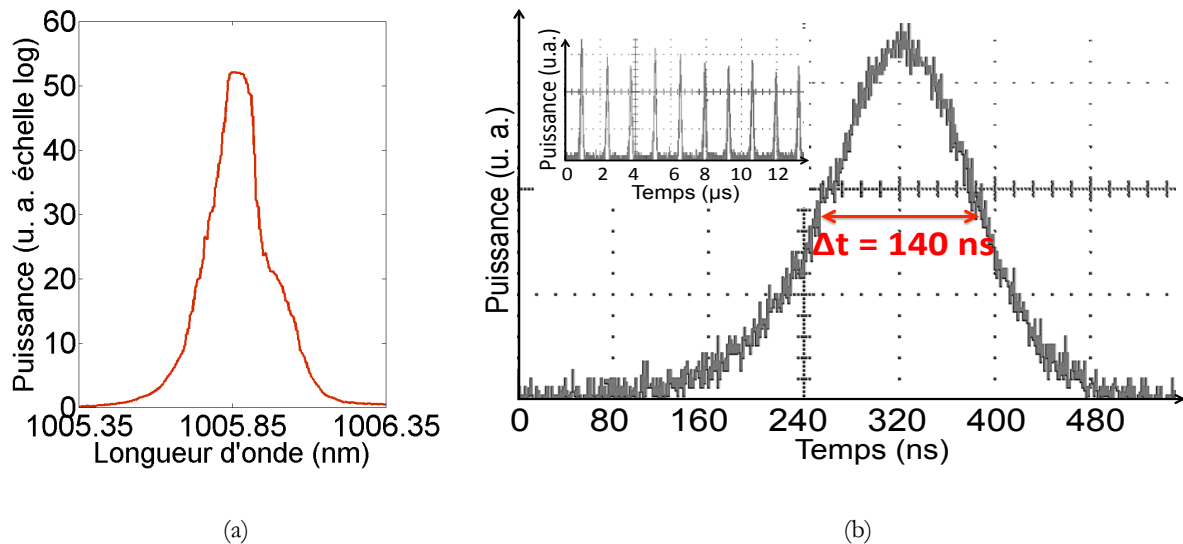
Les résultats de simulations sont réunis sur le graphique de la Figure 4- 17. Le comportement observé est en adéquation avec les résultats expérimentaux, validant ainsi notre hypothèse : l'acétate de cellulose ne pénètre pas tout à fait dans les creux du réseau de Bragg, induisant ainsi des valeurs plus élevées de coefficients couplage et donc de pertes à la pompe. Contrairement à ce que prévoyait le dimensionnement initial, pour optimiser notre dispositif, il ne faut pas graver davantage, mais moins profond. On dispose donc de deux structures exploitables : les guides gravés à des profondeurs de 30 nm et 80 nm.

IV.4. Caractérisation temporelle et spectrale des lasers DFB

IV.4.1. Caractérisation des lasers sans absorbant saturable

On souhaite vérifier le comportement temporel de nos structures DFB lorsque le superstrat est d'air ou d'acétate de cellulose non dopée. Le montage expérimental est celui de la Figure 4- 13. Le comportement temporel du laser est visualisé sur un oscilloscope 6 GHz via une photodiode rapide (25 GHz, Newport) placée en sortie de guide.

Au lieu d'un comportement continu, on observe que les lasers émettent par impulsions quel que soit le superstrat. Un exemple de comportement impulsif pour le réseau de 80 nm de profondeur est présenté sur la Figure 4- 18b pour un guide de largeur $W = 4 \mu\text{m}$ et de l'air. L'émission laser a lieu à la longueur d'onde 1005,83 nm avec des impulsions de durée 140 ns, de puissance crête 230 mW, et un taux de répétition de 714 kHz.



Les impulsions sont régulières sur une durée de quelques dizaines de microsecondes. Cependant, d'après la Figure 4- 19, si l'on observe l'émission laser sur des durées grandes devant la période de répétition, on constate que l'émission laser impulsionnelle n'est pas stable, mais intervient par bouffées, entre lesquelles l'émission est continue.

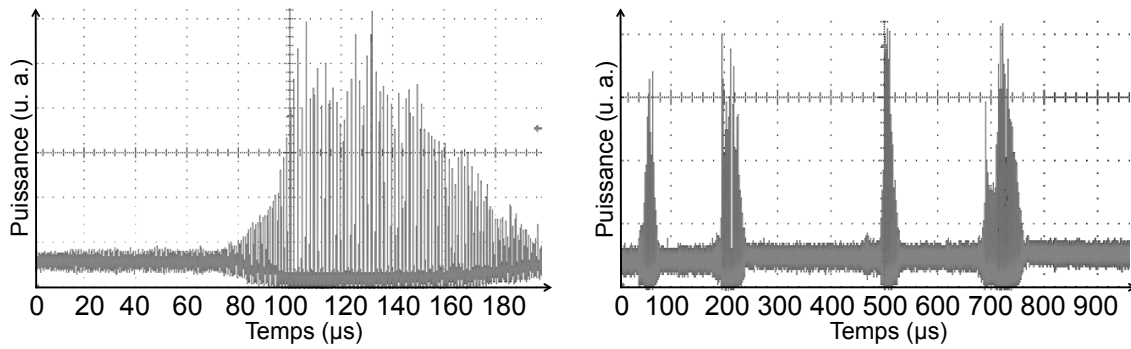


Figure 4- 19 : Illustration du caractère instable du laser sans absorbant saturable et mise en évidence d’une émission continue entre les bouffées d’impulsions.

L’occurrence d’un comportement impulsif en l’absence de déclencheur évident (self-pulsing) a déjà été observée notamment dans des lasers ytterbium de volume [191] et fibrés [192], [193], mais aussi pour des lasers DFB réalisés en optique intégrée sur verre phosphate dopé erbium-ytterbium [188].

De nombreuses hypothèses sont proposées dans la littérature pour expliquer le self-pulsing telles que l’absorption saturable par le MA dans les régions faiblement pompées [191], [194], la présence d’oscillations de relaxation (spiking) [194], ou encore la présence de diffusion Brillouin stimulée (Stimulated Brillouin Scattering, SBS) [193], [195]. Il est aussi possible que des réflexions sur les arrêtes des guides, ou bien sur toute autre interface du montage, réinjectent du signal laser dans la cavité DFB, perturbant ainsi son émission. Bien que l’on puisse éliminer l’occurrence d’effets non linéaires tels que le SBS au vu des dimensions de nos lasers et leur puissance intra-cavité, nous n’avons pas à ce jour d’élément suffisamment concluant pour trancher quant aux autres possibilités dont la liste ici établie n’est pas exhaustive.

Pour obtenir une émission impulsif contrôlée, on dépose alors un superstrat d’acétate de cellulose dopé BDN en surface des lasers, comme décrit dans le chapitre 3.

IV.4.2. Influence du dopage du superstrat

On procède désormais à la caractérisation des structures DFB en configuration déclenchée selon le montage présenté sur la Figure 4- 20. Le comportement temporel du laser est visualisé sur un oscilloscope 6 GHz via une photodiode rapide (Newport 25 GHz) placée en sortie de guide.

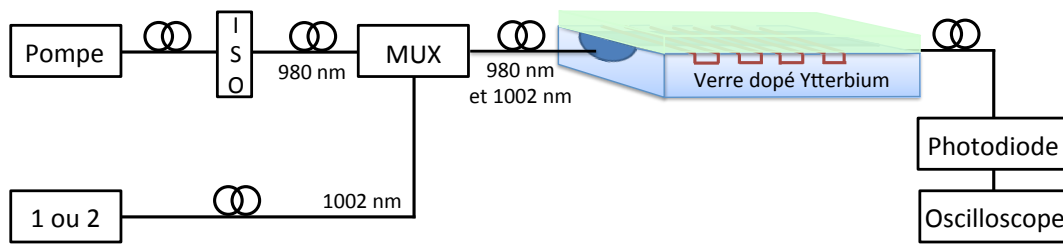


Figure 4- 20 : Schéma du banc de caractérisation du laser DFB déclenché. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique ; 1 ou 2 représente un OSA ou un interféromètre Fabry-Pérot. Le guide d'ondes fait 4 cm de long, le réseau mesure 3,5 cm.

Toute l'étude théorique a été effectuée pour des guides de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$. Le couplage est différent pour des guides de largeur supérieure. De ce fait, le dispositif intégrant le réseau de profondeur 80 nm permet d'explorer une large plage de concentrations pour les guides de largeur de diffusion $W = 9 \mu\text{m}$. On teste alors la réponse de la cavité pour des concentrations d'absorbant saturable comprises entre $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ et $[\text{BDN}] = 4,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Le spectre mesuré à l'OSA prouve que l'émission laser a lieu sur un seul mode transverse, bien que le guide d'onde puisse supporter plusieurs modes (d'après les mesures de champ proche du chapitre 2).

Pour toutes les valeurs de concentration en BDN dans le superstrat, les impulsions mesurées (Figure 4- 21) sont caractéristiques d'un QS pur. Leur durée varie entre 2,5 ns pour la concentration maximale testée, et 96 ns pour la concentration minimale. C'est ici la nature DFB de la cavité, obtenue par l'inscription d'un réseau de Bragg sur les guides amplificateurs, qui permet l'élimination du phénomène de quasi verrouillage de mode. En effet, contrairement aux structures DBR, moins sélectives, présentées dans le chapitre 3, ce résultat est observé quelle que soit la concentration en BDN, mais aussi quelle que soit la puissance de pompe. Les fréquences et puissances crêtes associées aux mesures présentées sur Figure 4- 21 sont d'environ 715 kHz et 14 W pour la concentration $1,2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ et de 27 kHz et 30 W pour $[\text{BDN}] = 4,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

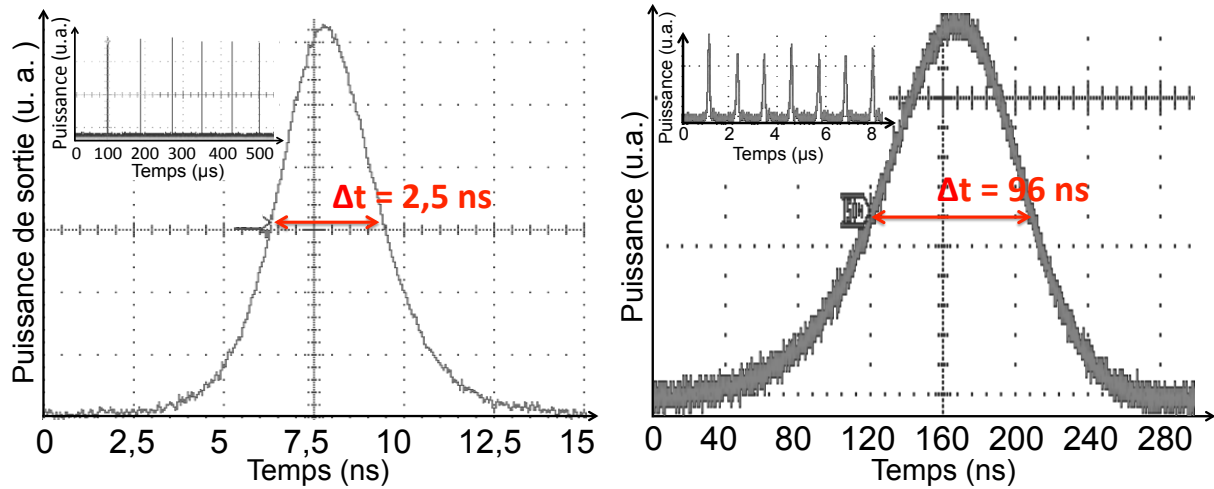


Figure 4- 21 : Traces temporelles du laser DFB avec un réseau de Bragg de profondeur 80 nm pour des concentrations en absorbant saturable $[BDN] = 4,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (à gauche), et $[BDN] = 1,2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (à droite).

La Figure 4- 22 présente l'évolution de la durée d'impulsion et de la fréquence de répétition en fonction de la concentration en BDN. On retrouve une allure similaire aux courbes d'évolution présentées dans le chapitre 3 pour les lasers DBR QS. Les résultats de mesure sans absorbant saturable sont reportés sur la courbe pour comparaison.

Ces mesures mettent en évidence la grande adaptabilité de nos structures, puisqu'à partir d'un même guide de Bragg amplificateur, on est à même de choisir la durée des impulsions de la nanoseconde à la centaine de nanosecondes en diminuant la concentration.

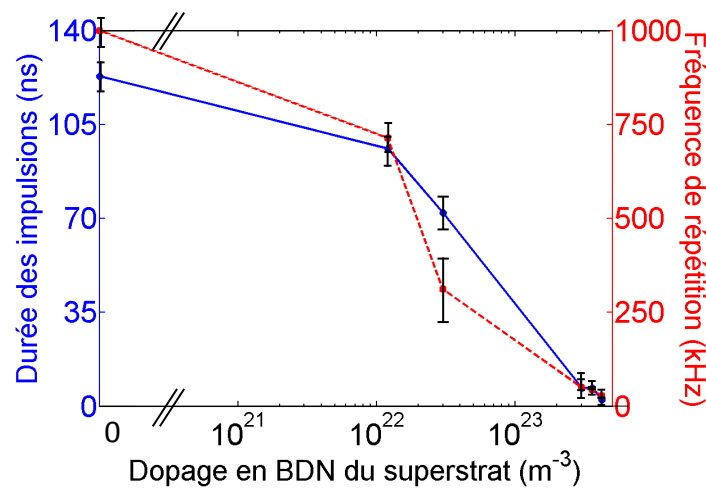


Figure 4- 22 : Évolution de la durée des impulsions (trait plein) et de la fréquence de répétition (trace discontinue) en fonction de la concentration en BDN, pour un laser DFB de largeur de diffusion $W = 9 \text{ } \mu\text{m}$ et un réseau de profondeur 80 nm. Les résultats de mesure sans absorbant saturable sont reportés sur la courbe pour comparaison ($f_{\text{rep}} = 1 \text{ MHz}$ et $\tau_p = 123 \text{ ns}$).

Avant de procéder à l'analyse spectrale de nos structures DFB, on souhaite garantir un fonctionnement exclusivement monomode transverse. En effet, les guides d'onde constitutifs de ces lasers sont multimodes transverse. Il n'est donc pas exclu qu'une augmentation de la puissance de pompe permette l'émission d'autres modes transverses dans ces structures. Nous décidons alors d'étudier plus particulièrement le comportement spectral de nos lasers DFB en configuration déclenchée en travaillant sur ceux réalisés avec des fenêtres de diffusion $W \leq 2,5 \mu\text{m}$ dont le fonctionnement est exclusivement monomode transverse. Pour cela, les structures DFB comprenant le réseau de profondeur 30 nm sont caractérisées.

IV.4.3. Caractérisation d'un laser monomode transverse déclenché

On souhaite étudier plus particulièrement le comportement spectral de nos structures DFB en configuration déclenchée. Le montage expérimental est celui de la Figure 4- 20. Le signal laser émis est collecté au niveau de la facette d'entrée dans une fibre HI1060, puis il est dirigé vers un analyseur FP grâce à un multiplexeur 980 nm/1030 nm. Le comportement temporel du laser est visualisé sur un oscilloscope 6 GHz via une photodiode rapide (5 GHz, Thorlabs) placée en sortie de guide.

On présente ici les résultats obtenus pour un guide de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$, avec un réseau de profondeur 30 nm et long de 3,5 cm. Le dopage du superstrat est choisi tel que $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

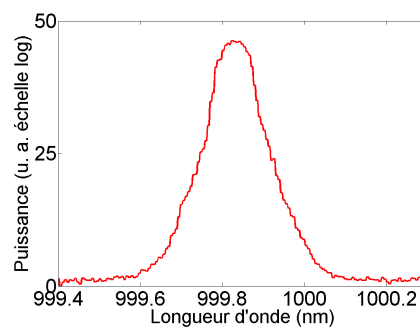


Figure 4- 23 : Spectre d'émission, mesuré à l'analyseur de spectre optique, du laser QS de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. en échelle logarithmique avec une dynamique de 50 dB. La détermination de sa largeur à -3 dB est limitée par les 70 pm de résolution de l'instrument.

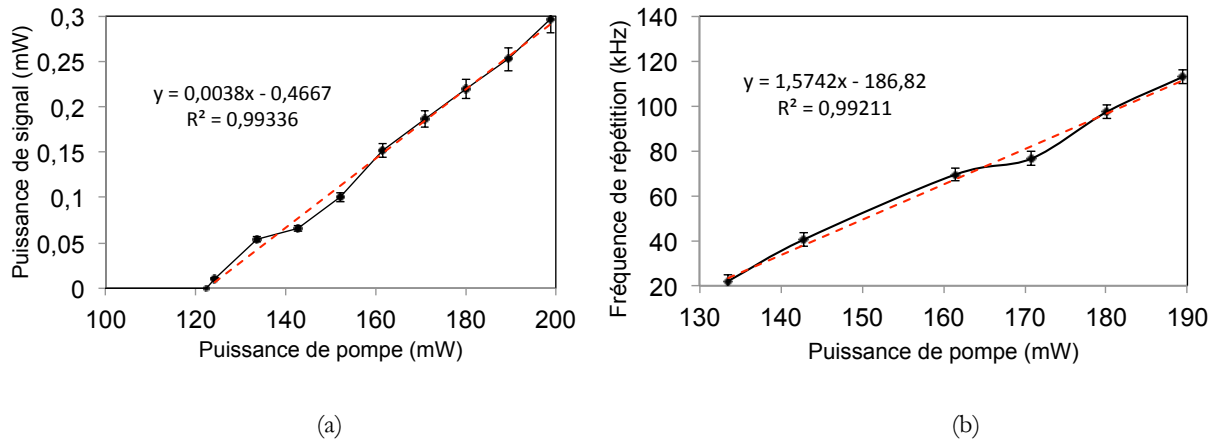


Figure 4- 24 : Caractérisation du laser QS de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. a) Puissance moyenne du signal laser en fonction de la puissance de pompe. b) Évolution de la fréquence de répétition en fonction de la puissance de pompe.

Le laser émet à la longueur d'onde $\lambda = 999,82 \text{ nm}$ (Figure 4- 23) avec une puissance de sortie maximale $P_{\text{moy}} = 0,3 \text{ mW}$ pour $P_{\text{pompe}} = 200 \text{ mW}$, ce qui correspond à une efficacité différentielle d'émission de 4‰ (Figure 4- 24a). L'observation du comportement temporel (Figure 4- 25a) indique une émission QS pur stable, de fréquence f_{rep} comprise entre 40 kHz et 125 kHz, en fonction de la puissance de pompe (Figure 4- 24b), pour une durée d'impulsions $\tau_p = 11 \text{ ns}$. La puissance crête maximale vaut alors 220 mW.

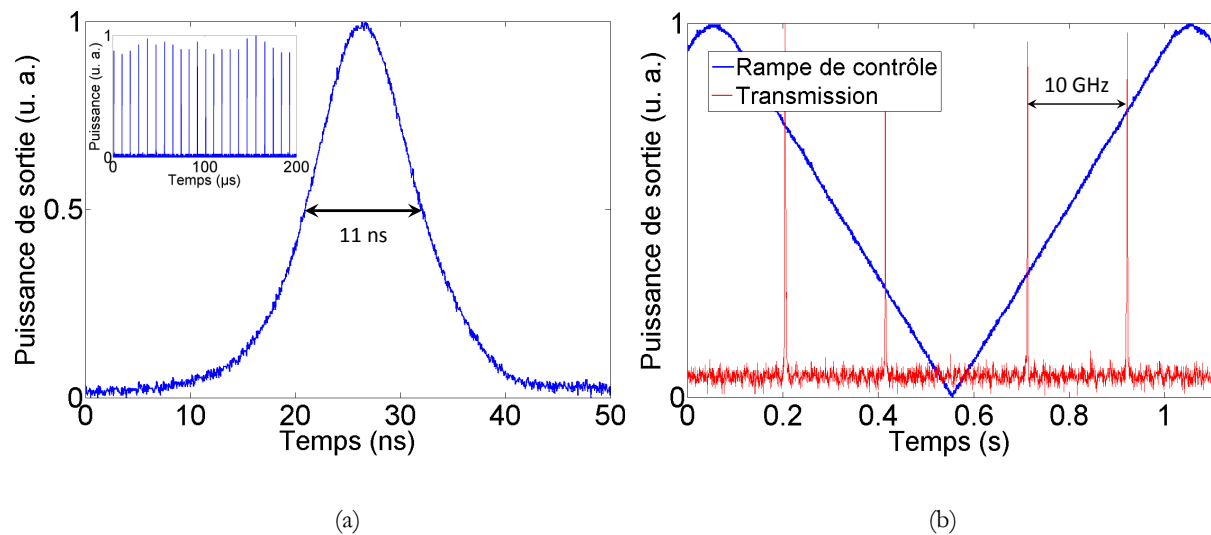


Figure 4- 25 : Caractérisation temporelle et spectrale du laser de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Les puissances de sortie sont normalisées. a) Impulsion de durée 11 ns. Insert : Train d'impulsion QS de fréquence 125 kHz. b) Interférogramme du laser sur une période de 1 s. L'ISL de l'interféromètre correspond alors à une durée de 220 ms.

La caractérisation du spectre du laser présentée sur la Figure 4- 25b est effectuée à l'aide de l'interféromètre FP et montre une émission monomode longitudinale, puisqu'un unique pic apparaît dans la fenêtre d'observation de 10 GHz.

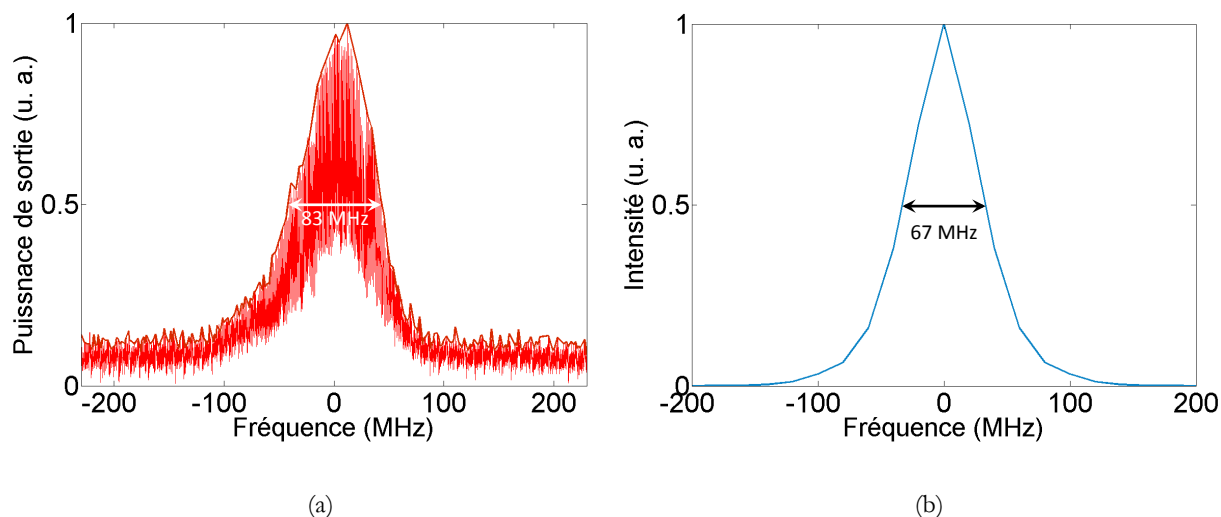


Figure 4- 26 : Caractérisation spectrale des impulsions QS du laser DFB monomode longitudinal avec $[BDN] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour un guide de largeur de diffusion $W = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$. a) Interférogramme mesuré à l'analyseur FP et son enveloppe calculée. b) Calcul de la FFT d'une impulsion laser mesurée.

Ce mode longitudinal correspond à la longueur d'onde $\lambda = 999,82 \text{ nm}$ observée sur l'OSA. Sa largeur à mi-hauteur est de $83 \pm 30 \text{ MHz}$ soit 277 fm (Figure 4- 26a). Nous comparons cette valeur à la largeur de la transformée de Fourier, calculée par FFT, de l'impulsion laser obtenue expérimentalement. La largeur spectrale de la FFT est calculée à la valeur de 67 MHz soit 223 fm . Compte tenu des incertitudes de mesure liées à l'analyseur FP, nous pouvons conclure que le spectre du laser DBF QS atteint donc la limite prédite par la théorie de Fourier. Dans la littérature, ce type d'impulsion est dénommée Fourier Transform Limited (FTL). Cela signifie que la structure DFB réalisée est suffisamment stable pour obtenir un spectre d'émission très fin. Ce résultat avait été démontré pour des lasers continus. Le seul facteur qui limite la largeur spectrale est alors la durée des impulsions.

Les impulsions de durée 96 ns présentées dans la partie IV.4.2 présenteraient alors un spectre de largeur 9 MHz (soit 30 fm) et une puissance crête de 14 W . Cependant, le caractère FTL de l'émission n'a pu être vérifié pour les concentrations en BDN inférieures à $6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. En effet, les largeurs spectrales associées à des durées d'impulsion plus longues que la dizaine de nanosecondes étaient inférieures à la limite de résolution de l'analyseur FP. Néanmoins, la

comparaison de notre résultat démontré FTL avec les caractéristiques spectrales des lasers passivement déclenchés rapportés dans la littérature, nous permet de situer notre travail à l'état de l'art des lasers impulsionnels. Par ailleurs, nous avons cité quelques applications pour nos sources laser dans le chapitre 1, parmi lesquelles le lidar Doppler. Les performances requises pour une telle source sont notamment une puissance supérieure au Watt et une largeur spectrale inférieure à 100 MHz. L'optimisation de la puissance de sortie du laser présenté dans cette partie permettrait donc de remplir ces deux critères. Avec des puissances crête supérieures à 14 W, les lasers de la partie IV.4.2 sont d'ores et déjà éligibles.

Les caractérisations menées sur les lasers DFB QS nous ont permis de mettre en évidence les potentialités d'une telle structure. En effet, en employant cette architecture, il est possible d'obtenir des lasers impulsionnels émettant des puissances crêtes de quelques centaines de milliwatt dont les caractéristiques temporelles et spectrales peuvent être finement contrôlées en modifiant le dopage du superstrat. De plus, ces sources monomodes longitudinales sont caractérisées par un spectre d'émission FTL, ce qui valide les objectifs de ce travail de thèse.

IV.5. Perspectives de l'étude

IV.5.1. Optimisation de la puissance de sortie

Lors de la caractérisation de guides de Bragg de largeur de diffusion supérieure à 4 μm , on a vu qu'en régime impulsif il était possible d'atteindre des puissances crêtes de quelques dizaines de Watts, ce qui est bien supérieur à la puissance crête du laser monomode transverse de largeur de diffusion 2,5 μm . Par ailleurs, d'après le comportement observé en Figure 4- 14, et en s'appuyant sur l'allure des résultats de simulations présentés sur la Figure 4- 17, le maximum d'émission peut être atteint pour des réseaux de profondeur comprise entre 30 nm et 80 nm. Ce maximum peut être situé de façon empirique, en complétant les courbes de la Figure 4- 14, ou bien de façon ciblée, par une nouvelle étape de dimensionnement du réseau avec une prise en compte de la non conformité du superstrat. Un dimensionnement théorique semble néanmoins difficile, car la façon dont l'acétate de cellulose obstrue les creux du réseau est difficile à prédire ou à mesurer. On peut alors envisager une étude en viscosité de la préparation d'acétate de cellulose dopée pour vérifier si l'on peut tendre vers une conformité du dépôt. Une autre possibilité serait une modification du matériau constitutif du superstrat pour se trouver dans l'un

ou l'autre des cas limites évoqués dans la partie IV.3.2.3 : un dépôt conforme ou bien un superstrat qui ne pénètre pas du tout le réseau.

IV.5.2. Modification du superstrat

Une méthode de dépôt connue pour sa conformité est l'Atomic Layer Deposition (ALD) [196], [197]. Lors de l'ALD, le substrat est exposé successivement à différents précurseurs chimiques qui viennent s'adsorber à sa surface. La réaction entre les précurseurs a ainsi lieu directement sur la surface, ce qui permet de suivre les reliefs du substrat et de déposer le matériau couche par couche de façon uniforme.

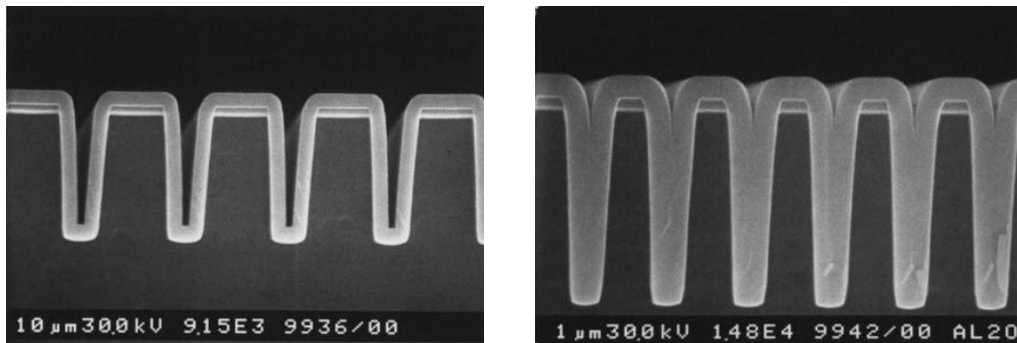


Figure 4- 27 : Images MEB en coupe d'un film d'alumine d'épaisseur 300 nm déposé sur un wafer de silicium structuré en tranchées [198].

La littérature reporte le dépôt par ALD de films minces d'oxyde d'ytterbium sur des substrats de verre [199] ainsi que de couches d'alumine dopé avec des ions erbium [200]. Il serait donc possible de déposer, de façon conforme, des couches minces d'oxydes de terres rares, ou bien de l'alumine dopée avec des ions de terres rares telles que le samarium, l'holmium et le thulium, qui sont des espèces au comportement absorbant saturable aux longueurs d'onde correspondant à l'émission laser de l'ytterbium [64]–[67]. Il existe également des dépôts par ALD comportant du bismuth [201]–[203] qui, on l'a vu dans le chapitre premier, est un absorbant saturable pour les lasers ytterbium. Si cette méthode permet d'incorporer des ions de métaux, tels que le bismuth, dans les dépôts, il serait intéressant d'utiliser des superstrats dopés avec des ions chrome(IV). Cette méthode ALD permettrait donc d'obtenir des dépôts conformes ce qui permettrait une meilleur maîtrise du dimensionnement, mais surtout l'utilisation de divers matériaux inorganiques, tels que l'alumine, améliorant ainsi la réaction du superstrat à la puissance

(cf. le seuil d'endommagement), ainsi qu'à l'environnement (humidité, ...) et donc une plus grande longévité. Ces nouvelles matrices permettent également un vaste choix quant à la nature de l'espèce absorbant saturable. Cependant, en raison de leur indice de réfraction élevé ($> 1,55$), le dimensionnement de l'épaisseur critique de superstrat pour assurer le guidage serait une étape déterminante.

Une autre façon de maîtriser l'interaction avec le superstrat, serait de faire entrer le guide de Bragg en interaction avec un liquide par le biais de circuits micro-fluidiques. On pourrait ainsi imaginer de charger le guide de Bragg avec un autre substrat de verre, dans lequel des canaux microfluidiques auraient été creusés. La circulation de liquides dopés avec des absorbants saturables au sein de ces canaux permettrait alors, via l'interaction entre le liquide et le mode guidé, la réalisation de lasers impulsionnels. Le liquide en question pourrait être de l'acétone dopée BDN, ou bien tout autre solvant compatible avec le verre et contenant par exemple des ions métalliques ou de terres rares.

Une autre voie à explorer est d'utiliser un superstrat sans pénétration des creux de Bragg. Pour cela, l'emploi de la technique de report de plaque est envisagé. On pourrait alors charger les guides de Bragg avec des substrats de verre dopés avec des terres rares ou bien des métaux absorbants saturables. Il serait même possible de réaliser le réseau, non plus sur les guides, mais sur le superstrat qui aurait alors une double fonction de rétroaction et d'absorbant saturable. Là encore, en fonction de l'indice de réfraction du matériau reporté, un amincissement de ce dernier serait éventuellement nécessaire.

IV.5.3. Vers une émission « eye-safe »

Que ce soit par report de plaque, ou par dépôt conforme, on remarque la possibilité d'utiliser divers types d'absorbant saturable. On pourrait alors envisager de déplacer la longueur d'onde d'émission vers une plage dite « eye-safe » autour de $1,5\ \mu\text{m}$. En effet, pour protéger les personnels de maintenance, certains lidars Doppler doivent présenter à la fois les caractéristiques spectrale et de puissance telles que définies dans l'objectif de cette thèse, mais aussi une émission eye-safe. On peut effectuer ce glissement de longueur d'onde d'émission laser en travaillant, non plus sur verre dopé ytterbium, mais par exemple co-dopé erbium et ytterbium. L'erbium peut être pompé à la longueur d'onde $976\ \text{nm}$ et émettre à $1534\ \text{nm}$ dans le verre phosphate. Le co-dopage ytterbium permet quant à lui d'augmenter l'efficacité de pompage via des mécanismes de transfert d'énergie de l'ytterbium vers l'erbium. À ces longueurs d'onde, l'erbium est un milieu

amplificateur à trois niveaux dont l'efficacité quantique est d'environ deux tiers, le dernier tiers étant rayonné sous forme thermique. Ce comportement peut être problématique dans le cas de lasers impulsionnels où les densités de puissance risqueraient d'endommager le guide d'onde ou le superstrat AS. À cet égard l'utilisation d'un superstrat inorganique semble indiqué. Pour diminuer la part d'énergie restituée sous forme thermique, l'erbium peut aussi être utilisé seul avec un pompage à la longueur d'onde 1480 nm. Dans les deux cas, il faut anticiper un rendement plus faible qu'avec l'ytterbium. Par ailleurs, le choix d'absorbants saturables est plus restreint qu'autour de 1000 nm, mais on pourrait imaginer de doper un superstrat de spinelle, d'alumine ou de verre avec des ions de métaux tels que le cobalt Co^{2+} [204] ou le chrome Cr^{2+} [205], mais aussi avec des terres rares comme le samarium [206], ou le thulium [207]. À nouveau, en fonction de l'indice de réfraction du matériau déposé ou reporté, la détermination de l'épaisseur critique de ce dernier pour permettre le guidage est déterminante.

IV.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré la faisabilité d'un laser impulsif intégré monomode longitudinal et Fourier Transform Limited dont les caractéristiques spectrale et temporelle peuvent être contrôlées par le dopage en BDN du superstrat. Les étapes qui nous ont menés à ce résultat ont été développées en trois axes.

Dans un premier temps, nous avons présenté le guide de Bragg, qui est la fonction qui nous a permis l'intégration monolithique de la cavité. Nous avons alors décrit ses propriétés passives et présenté sa modélisation, qui repose sur la théorie des modes couplés. Nous avons également insisté sur la prise en compte des pertes introduites par le réseau de Bragg à la longueur d'onde de pompe, et présenté la méthode de calcul qui nous a permis de les estimer.

Dans la partie suivante, nous nous sommes concentrés sur le laser DFB continu dont la modélisation repose sur la prise en compte des équations de couplage et d'amplification dans un même système. Aussi, à partir du calcul des pertes à la pompe et du coefficient de couplage entre le mode guidé et le réseau, nous avons pu procéder au dimensionnement du réseau de Bragg en nous basant sur un modèle de laser DFB continu développé dans de précédentes thèses. Ce travail a été fait en considérant deux superstrats différents : l'air et l'acétate de cellulose. À partir des résultats de calcul numérique, nous avons alors réalisé trois plaquettes de lasers DFB avec trois profondeurs de réseau : 30 nm, 80 nm et 120 nm. Nous avons ensuite souhaité comparer la tendance décrite par les simulations et les résultats de caractérisation des lasers DFB pour les

superstrats non dopés. L'analyse des résultats expérimentaux contredit notre compréhension de l'influence du superstrat. Nous proposons alors une hypothèse qui porte sur la réalisation technologique : lors du dépôt d'acétate de cellulose, le superstrat ne comble pas complètement les creux du réseau. La mise en œuvre de simulations prenant en compte la non conformité du dépôt valide notre hypothèse et renforce notre compréhension de notre dispositif.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux caractéristiques spectrale et temporelle de nos lasers DFB. Les résultats de ces caractérisations sont développés en trois points. Nous avons premièrement constaté une émission impulsionnelle des lasers sans absorbant saturable. Il s'agissait de bouffées d'impulsions entrecoupées de plages d'émission continue. Ensuite, nous avons étudié l'influence de la concentration en BDN dans l'acétate de cellulose sur le comportement temporel des lasers DFB de largeurs de diffusion $9\text{ }\mu\text{m}$. On a pu mesurer des émissions en régime déclenché pur (sans verouillage de modes), stables et monomodes longitudinales. Les durées d'impulsion mesurées varient entre $2,5\text{ ns}$ pour les fortes concentrations, à 96 ns pour les concentrations faibles. Les puissances crête varient de 30 W pour les fortes concentrations, à 14 W pour les concentrations faibles. Dans un dernier temps, nous nous sommes concentrés sur les propriétés spectrales d'un laser DFB QS réalisé à partir d'un guide monomode transverse de largeur de diffusion $2,5\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons comparé la largeur à mi-hauteur de la transformée de Fourier de la trace temporelle d'une impulsion QS (223 fm) avec la largeur spectrale de l'émission laser mono-fréquence mesurée à l'analyseur FP (277 fm). Ceci nous a permis de conclure à la nature Fourier Transform Limited de l'émission laser, validant ainsi les objectifs de notre étude.

En supposant que les lasers de faible concentration en BDN, qui ont une durée d'impulsion de 96 ns , soient aussi FTL, on obtiendrait une largeur de raie de 9 MHz (30 fm), compatible avec les application lidar Doppler pour l'aéronotique, qui n'a jamais été démontrée auparavant. Malheureusement, ces dispositifs n'ont pu être caractérisé jusqu'à de si faibles largeurs spectrales à cause de la limite de résolution de notre analyseur FP. Néanmoins, la largeur spectrale de 83 MHz (277 fm) constitue d'ors et déjà une excellente performance au vu de l'état de l'art.

Nous avons vu qu'il était possible d'optimiser encore la puissance de sortie en modifiant la profondeur du réseau. Or nous avons démontré la non conformité du dépôt et les difficultés que cela engendre quant au dimensionnement de nos réseaux. Nous avons alors proposé plusieurs pistes pour palier cette difficulté, qui consistent en une modification du superstrat et des méthodes de dépôt pour tendre vers un cas limite facilement modélisable : l'implémentation

conforme d'un superstrat, notamment par ALD, ou bien le report de plaque sans pénétration des creux de Bragg. Ces méthodes offrent la possibilité d'utiliser divers absorbants saturables, ce qui permettrait de transposer notre structure vers des longueurs d'onde eye-safe.

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, nous avons présenté nos travaux portant sur l'intégration monolithique d'un laser impulsif monofréquence sur substrat de verre. Cette source laser est pompée optiquement à la longueur d'onde de 976 nm et émet autour de 1000 nm. Elle est constituée d'un guide canal réalisé en surface d'un substrat de verre phosphate IOG1 dopé ytterbium par échange d'ions Ag^+/Na^+ . La rétroaction est dispensée par un réseau de Bragg gravé à la surface du substrat, perpendiculairement aux guides, tandis que le caractère impulsif est fourni par un absorbant saturable. Nous utilisons le BDN qui est un colorant que nous avons incorporé à une matrice d'acétate de cellulose. Le polymère dopé en BDN est ensuite déposé à la surface du guide de Bragg amplificateur pour former une structure monolithique. La conception, la réalisation et la caractérisation de notre source laser sont développées en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, à partir du contexte historique et scientifique qui a mené à l'invention du laser, nous avons présenté les propriétés spécifiques à cette source et son large spectre d'applications. Nous avons alors proposé de combiner ces propriétés pour répondre notamment au besoin suscité par des applications de type embarqué, tels que des lidars Doppler, nécessitant des lasers impulsifs monofréquences stables et compacts. La revue des différents matériaux, architectures et technologies rapportés dans la littérature nous a permis de sélectionner les éléments de notre cavité. Nous avons donc pour objectif la réalisation d'un laser impulsif DFB hybride réalisé en optique intégrée sur substrat de verre phosphate dopé ytterbium, de puissance supérieure au Watt, et dont les caractéristiques spectrales et temporelles sont liées par la transformée de Fourier. La technologie d'échange d'ions sur verre nous permet en effet d'élaborer des composants monolithiques et auto-alignés notamment via l'implémentation d'un réseau de Bragg directement sur le substrat. Le choix d'un verre phosphate dopé ytterbium comme milieu amplificateur a été motivé par sa grande efficacité quantique et la simplicité de son diagramme d'énergie.

Dans le deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés plus précisément aux propriétés de nos guides amplificateurs. Dans un premier temps, nous avons mené une étude spectroscopique du matériau amplificateur, ce qui nous a permis d'établir un modèle d'amplification de l'ytterbium dans le verre phosphate IOG1. Nous avons ensuite présenté des rappels de la théorie électromagnétique de la propagation guidée, ainsi que la technique d'échange d'ions sur verre, retenue pour la réalisation de l'amplificateur. La détermination des caractéristiques optimales de nos guides d'onde est permise par une étape de dimensionnement

basée sur le modèle d'amplification que nous avons développé. Nous avons ensuite procédé à la réalisation et à la caractérisation des guides amplificateurs. L'étude des propriétés passives du guide nous montrent une bonne correspondance entre les dimensions des profils de modes simulés et mesurés pour des largeurs de diffusion comprises entre 0,5 μm et 10 μm . Les pertes par propagation sont mesurées à une valeur de 0,1 dB/cm. Nous avons ensuite mesuré le gain des guides amplificateurs aux longueurs d'onde de 1002 nm, à laquelle l'ytterbium présente un maximum secondaire d'émission, ainsi qu'à 1030 nm, où il présente de très faibles valeurs d'absorption. Nous mesurons un gain net petit signal maximum de 10 dB à $\lambda = 1002$ nm et de 6 dB pour $\lambda = 1030$ nm. La comparaison entre les évolutions simulées et mesurées du gain petit signal en fonction de la puissance de pompe valide notre modèle d'amplification en petit signal. Nous avons donc à ce stade réalisé la fonction « amplificateur » du laser.

Avant l'intégration complètement monolithique du laser impulsionnel monofréquence, nous procédons à une étape intermédiaire qui est la caractérisation de l'amplificateur guidé en cavité externe. Le troisième chapitre a donc été dédié à la réalisation et à la caractérisation de lasers multimodes longitudinaux. Dans un premier temps, nous avons présenté le principe de fonctionnement du déclenchement passif des pertes et les propriétés générales des absorbants saturables. Nous nous sommes ensuite concentrés sur les caractéristiques du BDN, et les avantages de l'hybridation. Nous avons ainsi pu proposer un modèle permettant de simuler l'émission impulsionnelle déclenchée.

Dans un second temps, la caractérisation des lasers continus en cavité de Fabry-Perot nous a montré, par la grande instabilité spectrale de l'émission, la nécessité d'un élément de filtrage fréquentiel. Nous avons alors étudié la réponse du guide amplificateur dans une cavité DBR formée par deux fibres de Bragg (longues de 1m) de réflectivité 50% et 99% à $\lambda = 1030$ nm. Ces valeurs de réflectivité ont été déterminées grâce à l'élaboration d'un programme de calcul de la puissance émise par une cavité Fabry-Perot, dans lequel nous avons implémenté notre modèle d'amplification. La caractérisation du laser continu ainsi réalisé a montré la stabilisation de la longueur d'onde d'émission à $\lambda = 1030$ nm avec une efficacité différentielle de $(58,1 \pm 0,5)\%$ et une puissance maximale de 134 ± 7 mW pour une puissance de pompe de 260 ± 3 mW. L'excellent accord entre ces résultats expérimentaux et les calculs numériques exécutés à partir de notre programme démontre la validité de notre modèle, non seulement en régime « petit signal », mais aussi en régime de saturation.

Au vu de ces résultats, nous avons poursuivi l'étude du laser en cavité DBR de 2 m en configuration déclenchée. La simulation du comportement QS de cette cavité DBR grâce au

modèle que nous proposons nous a permis de déterminer une plage de concentrations autour de $5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ propres à maximiser la puissance de sortie. L'observation de la trace temporelle du laser, pour des concentrations de BDN comprises entre $1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $8,4 \times 10^{23}$, montre le fonctionnement hybride Q-switch-Mode-Lock de la structure. La présence de verrouillage de modes implique l'existence de plusieurs modes longitudinaux au sein de la cavité. Pour éliminer ce phénomène, nous avons alors réduit la taille de la cavité, dans l'objectif de réduire le nombre de modes longitudinaux portés par la cavité. Nous avons ainsi remplacé la FBG de réflectivité 99% par un miroir diélectrique de réflectivité 84% à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ et réduit la longueur de fibre optique séparant le réseau de réflectivité 50% et la facette d'entrée du guide d'onde de 1 m à 10 cm. Cette nouvelle cavité DBR ne mesure donc plus 2 m mais 14 cm environ. Les mesures indiquaient dès lors un fonctionnement QS pur. On s'est alors intéressé aux caractéristiques spectrales de l'émission laser. L'analyseur de spectre optique (OSA) ne possédant pas une résolution suffisante, nous avons utilisé un analyseur Fabry-Perot avec un ISL de 10 GHz et une résolution de 66 MHz (à comparer avec les 20 GHz de résolution de l'OSA). Le caractère impulsionnel de l'émission nous a amenés à être particulièrement attentifs aux problématiques d'accord d'impédance entre l'analyseur FP et l'oscilloscope qui permet de visualiser sa transmission, et au choix de la vitesse de balayage de l'ISL lors du montage du banc de mesure. Nos résultats ont montré un comportement QS pur, associé à une émission monofréquence de largeur spectrale 372 MHz (soit 1,32 pm). Cependant, cette largeur est 5,5 fois plus importante que la valeur attendue si l'on se réfère à la durée de l'impulsion. Cette différence est imputée à l'influence d'instabilités mécaniques liées à la nature externe de la cavité, qui entraînent un élargissement du spectre. Nous avons alors proposé de poursuivre l'intégration du laser en un composant monolithique.

La réalisation et la caractérisation du laser DFB QS ont été décrites dans le quatrième chapitre. Tout d'abord, nous avons présenté le comportement théorique du guide de Bragg amplificateur, modélisé dans des travaux précédents en utilisant la théorie des modes couplés. La prise en compte, par l'utilisation de la méthode AFMM, des pertes introduites par le réseau à la longueur d'onde de pompe, ainsi que le calcul du coefficient de couplage entre le réseau et le mode guidé, nous ont permis de procéder au dimensionnement du réseau de Bragg. Nous avons alors réalisé, puis caractérisé des lasers DFB avec des réseaux de profondeur 30 nm, 80 nm et 120 nm recouverts par un superstrat d'air ou d'acétate de cellulose. Les résultats obtenus ne correspondaient pas du tout aux tendances observées lors de l'étape de dimensionnement. Nous avons expliqué cela par la possibilité que l'acétate de cellulose ne comble pas entièrement les creux du réseau, augmentant ainsi l'interaction avec ce dernier. Une deuxième étape de

dimensionnement prenant en compte cette hypothèse a permis de retrouver les tendances observées expérimentalement.

Nous avons ensuite procédé à la caractérisation temporelle et spectrale des lasers DFB. Tout d'abord, sans absorbant saturable, nous avons observé une émission impulsionnelle par bouffées entre lesquelles l'émission était continue. Ensuite, une étude de l'influence de la concentration en BDN pour des guides de largeur de diffusion $W = 9 \mu\text{m}$, avec un réseau de profondeur 80 nm, a démontré l'obtention d'un véritable régime déclenché, associé à une émission monomode longitudinale. Nous avons mesuré des impulsions de durée comprise entre 2,5 ns pour les fortes concentrations et 96 ns pour les faibles concentrations, avec des puissances crête respectives de 30 W et 14 W. Dans une troisième partie, nous avons caractérisé un laser DFB de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ avec une concentration en BDN de $6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Nous avons observé un comportement QS avec une durée d'impulsion de 11 ns, une fréquence de répétition de 125 kHz et une puissance crête de 220 mW. La mesure des propriétés spectrales a montré une l'émission impulsionnelle monofréquence avec une largeur spectrale atteignant la limite théorique prédite par Fourier, validant ainsi les objectifs de ces travaux de thèse.

Suite à ces résultats, de nombreuses perspectives sont ouvertes ; nous en avons détaillées quelques unes. Nous avons proposé de modifier la matrice hébergeant l'absorbant saturable pour palier les problèmes de pénétration du superstrat constatés lors de cette étude. Deux solutions possibles seraient l'utilisation d'une technique de dépôt conforme telle que l'Atomic Layer Deposition (ALD) ou bien la méthode du report de plaque. Ces techniques sont compatibles avec l'emploi d'une grande variété d'espèces absorbant saturable, ce qui pourrait nous permettre de transposer notre structure vers des longueurs d'onde situées autour de $1,5 \mu\text{m}$ présentant l'avantage d'être « eye-safe ».

Liste des acronymes

AFM	Atomic Force Microscopy
AFMM	Aperiodic Fourier Modal Method
ALD	Atomic Layer Deposition
AS	Absorbant Saturable
ASE	Amplified Spontaneous Emission
CCD	Charge-Coupled Device
CNT	Carbon NanoTube
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed Feedback Bragg grating
ESA	Excited State Absorption
FP	Fabry-Perot
FTL	Fourier Transform Limited
FWHM	Full Width at Half Maximum
ISL	Intervalle Spectral Libre
ISO	Isolateur
LIDAR	Light Detection And Ranging
MA	Milieu Amplificateur
ML	Mode-Lock
MUX	Multiplexeur
OSA	Optical Spectrum Analyzer
QML	Q-switch Mode-Lock
QS	Q-Switch
RIE	Reactive Ion Etching
SC	SemiConductor
SESAM	SEmiconductor Saturable Absorber Mirror

Table des figures

1- 1 : Frises chronologiques des événements liés au laser. a) Travaux ayant contribué à la mise au point des lasers. b) Prix Nobel décernés pour des résultats liés à la réalisation des lasers [10].	10
1- 2 : Représentation schématique des phénomènes d'interaction lumière-matière entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 tels que $E = h\nu = E_2 - E_1$	11
1- 3 : Charles Townes présentant le maser réalisé en 1953.	11
1- 4 : Principe de fonctionnement d'un laser proposé par Schawlow et Townes en 1958.	12
1- 5 : Éléments du laser rubis de Maiman présenté en 1960.	13
1- 6 : Train d'onde du champ rayonné par un atome lors de sa désexcitation.	15
1- 7 : Distribution fréquentielle de la rétrodiffusion causée par les molécules, les aérosols et les nuages en supposant une source excitatrice monofréquence [25].	16
1- 8 : Schéma du processus de filtrage par le gain dans une cavité laser. Les fréquences de résonance en trait plein rouge sont les fréquences autorisées.	18
1- 9 : Représentation schématique des réflexions subies par un champ électromagnétique à l'intérieur d'un résonateur Fabry-Perot. E_{out} est la somme de tous les rayons sortants.	21
1- 10 : Figures de transmission d'une cavité Fabry-Perot de longueur $L = 4$ cm en fonction de la fréquence, pour différentes réflectivités des miroirs 1 et 2 ($r = r_1, r_2$). L'intervalle spectral libre (ISL) est représenté pour cette cavité, c'est l'intervalle $c/2nL$ entre deux modes de la cavité. Les trois double-flèches indiquent la largeur spectrale à mi-hauteur des pics de transmission pour chaque r	22
1- 11 : Représentation schématique des réflexions aux interfaces dans un miroir de Bragg et la condition de phase entre l'entrée et les différentes réflexions.	23
1- 12 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde, dans un milieu sans perte ni amplification, avec $\Delta n_2 > \Delta n_1$	24
1- 13 : Laser DBR Ytterbium en optique guidée sur substrat d'alumine [35].	25
1- 14 : Laser DFB erbium/ytterbium en optique guidée sur substrat de verre phosphate [37].	25
1- 15 : Exemples de comportements temporel et fréquentiel de trois lasers passivement ML. a) Spectre en longueur d'onde d'un laser en anneau à fibre dopée ytterbium dont le ML est obtenu par contrôle de la polarisation. Insert : Train d'impulsions de durée μs du laser ML [39]. b) Spectre en longueur d'onde d'un laser en anneau à fibre dopé erbium, dont l'absorbant saturable est du graphite. Insert : Train d'impulsions de durée 1,67 ps du laser ML [40]. c) et d) Caractéristiques spectrales et temporelles d'un laser Titane-Saphir, en cavité Fabry-Perot étendue, de puissance crête 480 mW, et dont l'absorbant saturable est du graphène [41]. c) Spectre	

Radiofréquence (RF) du train d'impulsions de taux de répétition 99,4 MHz. Insert : Peigne de fréquences RF sur un span de 1 GHz, où l'on retrouve l'ISL de 99,4 MHz. d) Trace d'autocorrélation du train d'impulsions ML. Insert : Spectre en longueur d'onde associé.	28
1- 16 : Structure d'un SESAM. SC_1 et SC_2 et l'absorbant saturable sont des semi-conducteurs différents.	30
1- 17 : Cavités présentant un modulateur intracavité en interaction transverse (en haut) et longitudinale (en bas). M1 et M2 sont des miroirs de réflectivité R1 et R2.....	32
1- 18 : Exemples de comportements temporel et fréquentiel de trois lasers passivement déclenchés. a) Spectre en longueur d'onde d'un laser à fibre double-gaine dopée ytterbium, de puissance crête 0,2 W, et dont l'absorbant saturable est un SESAM. Insert : Train d'impulsions de durée 3 μ s du laser QS [54]. b) Train d'impulsions de durée 10 ns d'un laser réalisé en optique intégrée sur verre phosphate dopé néodyme, de puissance crête 1 W, et dont l'absorbant saturable est un colorant organique (BDN) [81]. Insert : Spectre en longueur d'onde du laser QS. c) Spectre en longueur d'onde d'un laser à cristal $NaGd(WO_4)_2$ dopé ytterbium, de puissance crête 4,67 kW, et dont l'absorbant saturable est un cristal YAG dopé Cr^{4+} [47]. Insert : Train d'impulsions de durée 30 ns du laser QS.	33
1- 19 : Cavités laser a) d'un laser QS Er:YAG dont l'absorbant saturable est du graphène [83]. b) d'un microlaser QS Nd:YAG dont l'absorbant saturable est du Cr^{4+} :YAG[88].	35
1- 20 : Deux types de guides canaux. a) À saut d'indice. b) À gradient d'indice.....	37
1- 21 : Laser Néodyme Fabry-Perot, dont le guide d'onde est réalisé par diffusion de titane dans un substrat de niobate de lithium, avec un convertisseur de mode TE/TM électro-optique intégré pour l'obtention du QS [111].	38
1- 22 : Exemples de réalisation de lasers impulsionnels passivement déclenchés réalisés sur semiconducteurs. a) Un des premiers lasers QS réalisé sur semiconducteur [126]. b) Exemple de laser « bow-tie » [127].	39
1- 23 : Lasers Néodyme Fabry-Perot, dont le guide d'onde est réalisé par échange d'ions dans un substrat de verre phosphate, avec un superstrat dopé avec un colorant (BDN) pour l'obtention du QS [130].	40
2- 1 : États de la matière en fonction de la température. Évolution du volume et de l'enthalpie en fonction de la température [136].	45
2- 2 : Représentation schématique de la matrice vitreuse dans le plan. Des liaisons ont été rompues par l'introduction des modificateurs de réseau. Ceux-ci se logent alors dans les sites vacants et s'entourent d'oxygènes non pontants. Insert : Zoom sur deux oxydes formateurs de	

réseau en configuration tétraédrique $[\text{FoO}_4]$, liés par un oxygène pontant. O représente un atome d'oxygène et Fo signifie « formateur de réseau » tel $\text{Fo} = \text{Si}, \text{P}, \dots$	46
2-3 : Représentation schématique du diagramme d'énergie des ions ytterbium dans un verre phosphate. Les levées de dégénérescence des niveaux $^2\text{F}_{7/2}$ et $^2\text{F}_{5/2}$, en g_1 et g_2 sous-niveaux respectivement, sont dues à l'effet Stark.	48
2- 4 : Représentation schématique du fonctionnement d'un système quasi trois niveaux tel que rencontré dans l'étude de l'ytterbium.	52
2- 5 : Valeurs expérimentales des sections efficaces d'absorption de l'ytterbium dans un verre phosphate IOG1 (croix) et sections efficaces d'émission (trait plein) calculées via McCumber....	56
2- 6 : Banc de mesure de la durée de vie du niveau excité de l'Ytterbium avec un détecteur en volume. « Alim » est l'alimentation électrique de la diode laser de pompe à 975 nm ; MUX désigne le multiplexeur 980 nm/1030 nm ; GBF est le générateur basse fréquence utilisé pour asservir « Alim » à une modulation créneau de fréquence 40 Hz ; « Oscillo » désigne l'oscilloscope. a) Mesure en transmission. b) Mesure en réflexion à travers un multiplexeur. c) Mesure en réflexion à travers un multiplexeur, avec dépôt de liquide d'indice à l'interface fibre optique/substrat dopé afin de limiter les réflexions de la pompe.	58
2- 7 : Détermination de la durée de vie du niveau métastable. Insert : Décroissance de la puissance optique après coupure de la pompe.	59
2- 8 : Schéma d'un guide plan à saut d'indice avec n_i l'indice de réfraction de la couche i tel que $i \in 1, 2, 3$.	61
2- 9 : Influence de la relation d'ordre entre l'indice effectif et les indices des différentes couches de la structure sur la carte de champ, avec $\beta = k n_{\text{eff}}$ (d'après [36]). Du bas vers le haut : substrat, guide, superstrat. De la droite vers la gauche : a) Coupure du mode. b) Mode guidé pair (ici mode fondamental). c) Mode guidé impair (ici mode 1). d) Mode rayonné de substrat. e) Mode totalement rayonné.	63
2- 10 : Exemples de structure d'optique guidée. a) Guide 1D dit « guide plan ». b) Guide 2D dit « guide canaux ».	64
2- 11 : Schéma (adapté de [158]) du processus d'échange d'ions entre les ions Na^+ modificateurs de réseau et les cations M^+ dans un verre phosphate. M représente l'espèce échangée (argent, potassium, ...).	66
2- 12 : Etapes technologiques de réalisation d'un guide d'onde par échange d'ions M^+/Na^+ . a) Un masque imperméable à l'échange d'ions et non réactif est déposé sur le substrat. b) Les aires à échanger sont délimitées par ouverture du masque par photolithographie, puis on procède à l'échange d'ions. c) Retrait du masque puis découpe et polissage des facettes d'entrée/sortie.	67

2- 13 : Diagramme de modicité obtenu par simulation des champs à la pompe ET au signal de la structure échangée, en fonction du temps t_1 de l'échange d'ions argent et de la largeur W de la fenêtre de diffusion.....	72
2- 14 : Gain modal @ 1030 nm simulé en fonction de la durée de l'échange argent pour plusieurs ouvertures de diffusion. Le résultat de simulation correspondant au doublet ($W = 2 \mu\text{m}$, $t_1 = 5$ min) est entouré.	73
2- 15 : Profil des modes fondamentaux dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ après un échange Ag^+/Na^+ de 5 min pour les longueurs d'onde de pompe (à gauche) et de signal (à droite). Sont également précisées les largeurs horizontale et verticale du mode, ainsi que l'indice effectif du guide.	74
2- 16 : Etapes technologiques de réalisation d'un guide d'onde amplificateur par échange d'ions Ag^+/Na^+ dans un verre phosphate. a) Nettoyage du verre. b) Dépôt d'un masque de silicium imperméable à l'échange d'ions et non réactif. c) Ouverture du masque par photolithographie. d) Echange d'ions. e) Retrait du masque puis découpe et polissage des facettes d'entrée/sortie.....	75
2- 17 : Montage expérimental de mesure des profils d'intensité des modes guidés.	76
2- 18 : Influence de l'injection sur l'excitation des modes guidés. a) Excitation du mode fondamental. b) Excitation du mode guidé d'ordre 1.	77
2- 19 : Carte d'intensité en sortie d'un guide droit monomode d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ à $\lambda = 980 \text{ nm}$	78
2- 20 : Diamètres horizontal (H) et vertical (V) des modes guidés déterminés expérimentalement à 980 nm et comparés aux résultats de simulation pour différentes ouvertures de guide aux longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. Les résultats pour une ouverture de $2 \mu\text{m}$ sont entourés.	78
2- 21 : Évolution des pertes par couplage en fonction de l'ouverture du guide pour les longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. Les résultats pour une ouverture de $2 \mu\text{m}$ sont entourés..	80
2- 22 : Montage expérimental de mesure des pertes par propagation dans les guides échangés....	81
2- 23 : Évolution du gain dans l'amplificateur ytterbium. a) Gain normalisé en fonction de la puissance de signal avec la puissance de saturation au signal qui correspond à la diminution du gain de moitié. b) Gain normalisé en fonction de la puissance de pompe pour trois différentes valeurs du coefficient C_{up} d'up-conversion. La saturation à la pompe correspond à une saturation en valeur haute pour des fortes puissances de pompe.	84
2- 24 : Montage expérimental de la mesure de gain dans un guide amplificateur. « ISO » est un isolateur à la longueur d'onde de pompe pour protéger le laser de pompe de toute réflexion ;	

« OSA » est un analyseur de spectre optique ; et « MUX » est un multiplexeur pompe/signal. Les fibres optique représentées sont des HI 1060 (@Corning).	85
2- 25 : Méthode de détermination de la puissance de sortie à la longueur d'onde de signal λ_s à partir du spectre centré sur λ_s	85
2- 26 : Résultat des mesures de gain (croix) et des simulations de l'amplification fournie par un guide d'onde de 4 cm dans un verre IOG1 dopé ytterbium (trait plein) à la longueur d'onde 1030 nm, pour des guides d'ouverture 2 μm (a) et 2,5 μm (b), ainsi qu'à la longueur d'onde 1002 nm pour des guides d'ouverture 2 μm (c) et 2,5 μm (d).	87
3- 1 : Comparaison de la forme d'une impulsion gaussienne avec une impulsion carrée de même largeur à mi-hauteur.	92
3- 2 : Schéma de cycles d'un laser Q-Switch passif illustrant l'évolution temporelle du gain et du flux de photons dans la cavité en fonction de la transmission de l'absorbant saturable (AS). Le gain et les pertes sont représentés sur une même échelle.	94
3- 3 : Coefficient d'absorption d'un matériau absorbant saturable en fonction de l'intensité du signal.	95
3- 4 : Formule chimique de la molécule de BDN [165]. « R » désigne des groupements méthyle - CH_3	97
3- 5 : Diagramme d'énergie du colorant BDN et transitions considérées (d'après [168]).	98
3- 6 : Mesure des durées de relaxation du BDN via la méthode pompe-sonde.	101
3- 7 : a) Guide amplificateur chargé par un film d'acétate de cellulose dopé BDN. b) Représentation schématique de l'interaction entre le champ du mode guidé et le superstrat absorbant saturable dans le plan (xOy).	102
3- 8 : Évolution du coefficient d'interaction Γ entre le mode fondamental guidé et le superstrat d'acétate de cellulose pour les longueurs d'onde 980 nm, 1002 nm et 1030 nm. a) La durée d'échange est fixée à $t_1 = 5$ min. b) La largeur de diffusion est fixée à $W = 2$ μm	103
3- 9 : a) Schéma d'une cavité FP constituée à partir d'un guide amplificateur échangé. b) Variation de la transmission de la cavité d'entrée passive formée par la fibre optique (FO) et la facette d'entrée de la puce.	107
3- 10 : Principe de fonctionnement du programme de simulation d'un laser à cavité de Fabry-Perot de longueur L	107
3- 11 : Schéma du banc de caractérisation laser Fabry-Pérot. Selon que le miroir soit absent ou présent du montage, il s'agit d'un laser FP 4%-4% ou 4%-84% respectivement. ISO est un	

isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique. Le guide d'ondes fait 4 cm de long.	109
3- 12 : Illustration de l'instabilité spectrale du laser Fabry-Pérot Ytterbium sur des guides de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$: à trois mesures effectuées à trois moments différents correspondent trois spectres différents. Les spectres sont mesurés avec une résolution de 70 pm.	110
3- 13 : Évolution de la puissance de sortie du laser DBR à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ en fonction de la réflectivité du second miroir, d'après le modèle développé au chapitre II. La réflectivité du premier miroir est fixée à une valeur de 0,99. La puissance de sortie est calculée pour une puissance de pompe de 250 mW.	111
3- 14 : Mesure de la réflectivité des fibres de Bragg utilisées dans la cavité laser DBR.	112
3- 15 : Représentation schématique du banc de caractérisation du laser DBR en cavité étendue avec des fibres de Bragg de réflectivité 50% et 99%. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique. Le guide d'ondes fait 4 cm de long ; la cavité mesure 2 m.	112
3- 16 : Résultats de mesures (points bleus, sortie 50%) et de simulation (trait plein rouge) de la caractéristique du laser DBR continu à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ pour un guide d'ouverture $2 \mu\text{m}$. Insert : Spectre du laser ytterbium DBR récupéré en sortie de la FBG 50%. La détermination de la largeur à mi-hauteur est limitée par la résolution de l'OSA (70 pm).	113
3- 17 : Évolution des paramètres caractéristiques du régime impulsionnel en fonction de la concentration en BDN d'après les simulations QS passif à $\lambda = 1030 \text{ nm}$ pour un guide d'ouverture $2 \mu\text{m}$ dans une cavité DBR fermée par des FBG de réflectivité 50% et 99% et une puissance de pompe de 250 mW. Les concentrations varient entre $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et $[\text{BDN}] = 6,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. a) Évolution de la fréquence de répétition (trait discontinu) et de la durée d'impulsion (trait continu). b) Évolution des puissances moyenne (trait continu) et crête (trait discontinu).	114
3- 18 : Traces temporelles du laser QS DBR avec les fibres de Bragg 50% et 99%. Insert : Impulsion illustrant le comportement mixte (déclenché et à verrouillage de modes) du laser pour un guide d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ et $[\text{BDN}] = 6,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$	116
3- 19 : Schéma du banc de caractérisation laser DBR 50%-84% déclenché. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; FBG est la fibre de Bragg ; 1 est un analyseur de spectre optique ; 2 est une photodiode rapide suivie d'un oscilloscope ; 3 est un interféromètre Fabry-Pérot suivi d'un oscilloscope. Le guide d'ondes fait 4	

cm de long ; la distance entre la facette du guide et le réseau mesure une dizaine de centimètres.	117
3- 20 : Caractérisation temporelle d'un guide d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ en configuration laser FBG 50% - miroir 84% avec $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Les puissances de sortie sont normalisées. a) Impulsion QS pur de durée 12,4 ns. b) Train d'impulsions QS de période 152 μs	118
3- 21 : Variation de la transmission du signal par la cavité en fonction de la position du miroir mobile.	119
3- 22 : Caractérisation spectrale d'un guide d'ouverture $W = 2 \mu\text{m}$ en configuration laser FBG 50% - miroir 84% avec $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Les puissances de sortie sont normalisées. L'interférogramme du laser est mesuré sur une période de 1 s. L'ISL de l'interféromètre correspond alors à une durée de 220 ms.....	121
3- 23 : Caractérisation spectrale des impulsions QS du laser FBG-miroir monomode longitudinal pour un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ avec $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. a) Interférogramme mesuré à l'analyseur FP. b) Calcul par FFT de la transformée de Fourier d'une impulsion laser à partir de sa trace temporelle mesurée (cf. Figure 3- 20a).....	121
4- 1 : Représentation schématique d'un guide de Bragg.	126
4- 2 : Évolution de la puissance normalisée des modes propagatif et contra-propagatif à λ_{Bragg} dans le guide de Bragg avec $\kappa = 1 \text{ cm}^{-1}$ et $L_{\text{Bragg}} = 1 \text{ cm}$	129
4- 3 : Transmission de guides de Bragg pour différentes valeurs du coefficient de couplage κ et de la longueur L_{Bragg} du réseau.....	130
4- 4 : Coupe longitudinale de la cellule élémentaire du guide de Bragg infini.....	131
4- 5 : Évolution de la fonction $F(\Delta\beta L_{\text{Bragg}}, \text{gamp}L_{\text{Bragg}})$ pour différentes valeurs de κL_{Bragg} . a) $\kappa L_{\text{Bragg}} = 1$. b) $\kappa L_{\text{Bragg}} = 3$. Apparaissent les couples $(\Delta\beta L_{\text{Bragg}}, \text{gamp}L_{\text{Bragg}})$ solutions de la condition de résonance (4. 14).....	134
4- 6 : Représentation schématique de la discrétisation du guide de Bragg amplificateur en $N+1$ sections élémentaires $d\tilde{z}$ telle qu'implémentée dans le modèle numérique. P_p est la puissance de pompe, A^+ et A^- sont, respectivement, les amplitudes des modes propagatif et contra-propagatif. a) Discrétisation et conditions aux limites du guide complet. b) Condition aux limites aux bornes d'une section élémentaire i	135
4- 7 : Évolution de la valeur du coefficient de couplage κ dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$, en fonction de la profondeur du réseau ($\lambda_{\text{Bragg}} = 1002 \text{ nm}$) pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose. Le réseau est considéré de forme sinusoïdale.....	137

4- 8 : Cartes d'indice de réfraction. a) Carte d'indice 2D $n(x,y)$ du guide échangé en surface, de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$. b) Carte d'indice effectif 1D $n_{\text{eff},y}(x)$ établie à partir de (a).....	138
4- 9 : Évolution des pertes linéiques introduites à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 976 \text{ nm}$ par un réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$. Les pertes sont calculées pour les superstrats air et acétate de cellulose pour un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$. Le réseau est considéré de forme rectangulaire.	139
4- 10 : Évolution de la puissance de sortie du laser DFB pour un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1002 \text{ nm}$, en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$. Deux superstrats différents sont étudiés : air et acétate de cellulose.....	140
4- 11 : Schéma des étapes de réalisation d'un réseau de Bragg par insolation holographique.	142
4- 12 : Caractérisation AFM des réseaux de Bragg réalisés. a) Image AFM du réseau de profondeur 30 nm. b) Image AFM du réseau de profondeur 80 nm. c) Image AFM du réseau de profondeur 120 nm.....	143
4- 13 : Représentation schématique du banc de caractérisation du laser DFB. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; 1 est un analyseur de spectre optique ; 2 est un interféromètre de Fabry-Pérot. Le guide d'onde fait 4 cm de long, le réseau mesure 3,5 cm.	144
4- 14 : Évolution de la puissance de sortie pour un guide de largeur de diffusion $W = 4 \mu\text{m}$, en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$ pour deux superstrats différents : air (trait continu) et acétate de cellulose. Les points de mesure ont été joints par des traits afin de faciliter la lecture.	145
4- 15 : Schéma du guide de Bragg tel que le superstrat ne pénètre pas du tout les creux du réseau.	146
4- 16 : Évolution (a) de la valeur du coefficient de couplage κ et (b) des pertes linéiques introduites à la longueur d'onde de pompe $\lambda = 976 \text{ nm}$, dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ en fonction de la profondeur du réseau ($\lambda_{\text{Bragg}} = 1002 \text{ nm}$) pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose avec des creux de Bragg remplis d'acétate de cellulose ou d'air.....	146
4- 17 : Évolution de la puissance de sortie à la longueur d'onde $\lambda = 1002 \text{ nm}$ dans un guide de largeur de diffusion $W = 2 \mu\text{m}$ en fonction de la profondeur du réseau de Bragg de pas $\Lambda = 331 \text{ nm}$ pour deux superstrats différents : air et acétate de cellulose avec des creux de Bragg remplis d'acétate de cellulose ou d'air. Sont prises en compte les pertes à la pompe (Figure 4- 9) et les pertes par propagation (0,1 dB/cm).	147

4- 18 : Caractérisation du laser DFB de largeur de diffusion $W = 4 \mu\text{m}$ avec un réseau de profondeur 80 nm. Le superstrat est l'air. a) Spectre expérimental du laser ytterbium DFB avec une dynamique de 52 dB. La détermination de la largeur à mi-hauteur est limitée par la résolution de l'OSA (70 pm). b) Impulsion laser de durée 140 ns. Insert : Train d'impulsions laser de période 1,4 μs .	148
4- 19 : Illustration du caractère instable du laser sans absorbant saturable et mise en évidence d'une émission continue entre les bouffées d'impulsions.	149
4- 20 : Schéma du banc de caractérisation du laser DFB déclenché. ISO est un isolateur à la longueur d'onde de pompe ; MUX est un multiplexeur 980 nm/1030 nm ; OSA est un analyseur de spectre optique ; 1 ou 2 représente un OSA ou un interféromètre Fabry-Pérot. Le guide d'ondes fait 4 cm de long, le réseau mesure 3,5 cm.	150
4- 21 : Traces temporelles du laser DFB avec un réseau de Bragg de profondeur 80 nm pour des concentrations en absorbant saturable $[\text{BDN}] = 4,2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (à gauche), et $[\text{BDN}] = 1,2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (à droite).	151
4- 22 : Évolution de la durée des impulsions (trait plein) et de la fréquence de répétition (trace discontinue) en fonction de la concentration en BDN, pour un laser DFB de largeur de diffusion $W = 9 \mu\text{m}$ et un réseau de profondeur 80 nm. Les résultats de mesure sans absorbant saturable sont reportés sur la courbe pour comparaison.	151
4- 23 : Spectre d'émission, mesuré à l'analyseur de spectre optique, du laser QS de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. en échelle logarithmique avec une dynamique de 50 dB. La détermination de sa largeur à -3 dB est limitée par les 70 pm de résolution de l'instrument.	152
4- 24 : Caractérisation du laser QS de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. a) Puissance moyenne du signal laser en fonction de la puissance de pompe. b) Évolution de la fréquence de répétition en fonction de la puissance de pompe.	153
4- 25 : Caractérisation temporelle et spectrale du laser de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$ en configuration laser DFB avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Les puissances de sortie sont normalisées. a) Impulsion de durée 11 ns Insert : Train d'impulsion QS de fréquence 125 kHz. b) Interférogramme du laser sur une période de 1 s. L'ISL de l'interféromètre correspond alors à une durée de 220 ms.	153
4- 26 : Caractérisation spectrale des impulsions QS du laser DFB monomode longitudinal avec $[\text{BDN}] = 6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour un guide de largeur de diffusion $W = 2,5 \mu\text{m}$. a) Interférogramme mesuré à l'analyseur FP et son enveloppe calculée. b) Calcul de la FFT d'une impulsion laser mesurée.	154

4- 27 : Images MEB en coupe d'un film d'alumine d'épaisseur 300 nm déposé sur un wafer de silicium structuré en tranchées [196].....	156
--	-----

Liste des tableaux

1- 1 : Ordres de grandeur [22], [23].....	14
1- 2 : Exemples de lasers QS passif en optique de volume et leurs performances. Les largeurs spectrales des trois premiers exemples ne sont pas communiquées (NR signifie Non Renseignée).	34
1- 3 : Exemples de lasers QS passif en optique fibrée et leurs performances. Les absorbants saturables des références [66], [91] et [64] sont des fibres dopées avec la terre rare mentionnée. NR signifie Non Renseignée.	36
1- 4 : Exemples de lasers déclenchés en optique intégrée et leurs performances. EOM est un modulateur électro-optique. SC désigne un substrat Semi-Conducteur. NR signifie Non Renseigné(e).....	41
2- 1 : Caractéristiques des ions les plus fréquemment échangés avec le sodium.	66
2- 2 : Valeurs des coefficients de diffusion dans le verre IOG1 à $T = 320^{\circ}\text{C}$ déterminés numériquement par une méthode Monte-Carlo [160].	68
2- 3 : Résumé des paramètres important de la réalisation et caractérisation du guide d'onde amplificateur.	88
3- 1 : Valeur des paramètres spectroscopiques du BDN.....	100
3- 2 : Exemples de valeurs de la profondeur de modulation en fonction de la concentration en BDN dans le cadre de notre étude.....	103
3- 3 : Performances de lasers Fabry-Pérot Ytterbium obtenues par simulation avec des pertes par propagation de 0,1 dB/cm, des pertes par couplage de 0,4 dB par interface fibre/guide. Les puissances maximales sont renseignées pour une puissance de pompe de 250 mW.	109
4- 1 : Résumé des paramètres expérimentaux lié à la réalisation et à la caractérisation des réseaux de Bragg.....	143

Références

- [1] W. Wien and O. Lummer, “Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper,” *Annalen der Physik*, vol. 292, no. 11, pp. 451–456, 1895.
- [2] Lord Rayleigh, “LIII. Remarks upon the law of complete radiation,” *Philosophical Magazine Series 5*, vol. 49, no. 301, pp. 539–540, juin 1900.
- [3] J. H. Jeans, “XI. On the partition of energy between matter and *Æther*,” *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 10, no. 55, pp. 91–98, juillet 1905.
- [4] J. H. Jeans, “On the laws of radiation,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, vol. 76, no. 513, pp. 545–552, 1905.
- [5] M. Planck, “Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum,” *Annalen der Physik*, vol. 309, no. 3, pp. 553–563, 1901.
- [6] H. Hertz, “Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung,” *Ann. Phys.*, vol. 267, no. 8, pp. 983–1000, Jan. 1887.
- [7] A. Einstein, “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt,” *Annalen der Physik*, vol. 322, no. 6, pp. 132–148, 1905.
- [8] A. Einstein, “Zur Theorie der Lichterzeugung und Lichtabsorption,” *Annalen der Physik*, vol. 325, no. 6, pp. 199–206, 1906.
- [9] A. Einstein, “On the quantum theory of radiation,” *Phys. Z*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [10] “All Nobel Prizes in Physics.” [Online]. Available: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/. [Accessed: 16-Aug-2013].
- [11] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, “The Maser—New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer,” *Phys. Rev.*, vol. 99, no. 4, pp. 1264–1274, août 1955.
- [12] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and Optical Masers,” *Phys. Rev.*, vol. 112, no. 6, pp. 1940–1949, décembre 1958.
- [13] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, août 1960.

- [14] W. E. Bennett and A. Javan, “Gas Optical Maser,” 3149290, 15-Sep-1964.
- [15] M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, “Laser Conditions in Semiconductors,” *physica status solidi (b)*, vol. 1, no. 7, pp. 699–703, 1961.
- [16] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, “STIMULATED EMISSION OF RADIATION FROM GaAs p-n JUNCTIONS,” *Applied Physics Letters*, vol. 1, no. 3, pp. 62–64, Nov. 1962.
- [17] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent Light Emission From GaAs Junctions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 366–368, Nov. 1962.
- [18] P. P. Sorokin and J. R. Lankard, “Stimulated Emission Observed from an Organic Dye, Chloro-aluminum Phthalocyanine,” *IBM Journal of Research and Development*, vol. 10, no. 2, pp. 162–163, 1966.
- [19] C. N. Cohen-Tannoudji, “Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, no. 3, pp. 707–719, juillet 1998.
- [20] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, “Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 73, no. 3, pp. 565–582, août 2001.
- [21] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 1135–1184, Oct. 2006.
- [22] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. Wiley, 2007.
- [23] J.-N. Beury, *Physique Exercices incontournables PC - 2e éd.: nouveau programme 2014*. Dunod, 2014.
- [24] 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 *SPIE OPTO: Integrated Optoelectronic Devices*, 2009, pp. 721817–721817.
- [25] F. E. Hovis, M. Rhoades, R. L. Burnham, J. D. Force, T. Schum, B. M. Gentry, H. Chen, S. X. Li, J. W. Hair, A. L. Cook, and C. A. Hostetler, “Single-frequency lasers for remote sensing,” 2004, vol. 5332, pp. 263–270.
- [26] T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda, and Y. Koyamada, “Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 180–186, 1995.

no. 7, pp. 1296–1302, 1995.

[27] B. Soller, D. Gifford, M. Wolfe, and M. Froggatt, “High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 2, pp. 666–674, Jan. 2005.

[28] B. Cagnac and J.-C. Pebay-Peyroula, *Physique atomique, Tome 1 : Expériences et principes fondamentaux*, Dunod. .

[29] T. W. Hänsch, “Repetitively Pulsed Tunable Dye Laser for High Resolution Spectroscopy,” *Appl. Opt.*, vol. 11, no. 4, pp. 895–898, avril 1972.

[30] F. J. Duarte, P. Kelley, L. W. Hillman, and P. F. Liao, *Dye laser principles*. Elsevier Science, 2012.

[31] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: principles and applications*. New York: Wiley, 1994.

[32] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Infrared and Visible Semiconductor Lasers*. Springer, 1993.

[33] Z. Zhang, A. J. Boyland, J. K. Sahu, W. A. Clarkson, and M. Ibsen, “High-Power Single-Frequency Thulium-Doped Fiber DBR Laser at 1943 nm,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 7, pp. 417–419, Apr. 2011.

[34] W. Liu, T. Guo, A. C. Wong, H.-Y. Tam, and S. He, “Highly sensitive bending sensor based on Er³⁺-doped DBR fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 17, pp. 17834–17840, août 2010.

[35] E. H. Bernhardt, H. A. G. M. van Wolferen, K. Wörhoff, R. M. de Ridder, and M. Pollnau, “Highly efficient, low-threshold monolithic distributed-Bragg-reflector channel waveguide laser in Al₂O₃:Yb³⁺,” *Optics Letters*, vol. 36, no. 5, p. 603, Feb. 2011.

[36] A. Yariv and M. Nakamura, “Periodic structures for integrated optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 13, no. 4, pp. 233–253, 1977.

[37] S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, and J.-E. Broquin, “Multiwavelengths DFB waveguide laser arrays in Yb-Er codoped phosphate glass substrate,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 4, pp. 516–518, 2003.

[38] L. Bastard, *Matrice de lasers à haute cohérence en optique intégrée sur verre*. Grenoble, INPG, 2003.

[39] Y. Gan, W. H. Xiang, and G. Z. Zhang, “Studies on CW and Q-switched mode-locked in

passive mode-locked ytterbium-doped fibre laser,” *Laser Phys.*, vol. 19, no. 3, pp. 445–449, Mar. 2009.

[40] Y.-H. Lin and G.-R. Lin, “Free-standing nano-scale graphite saturable absorber for passively mode-locked erbium doped fiber ring laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 9, no. 5, p. 398, May 2012.

[41] I. H. Baek, H. W. Lee, S. Bae, B. H. Hong, Y. H. Ahn, D.-I. Yeom, and F. Rotermund, “Efficient Mode-Locking of Sub-70-fs Ti:Sapphire Laser by Graphene Saturable Absorber,” *Applied Physics Express*, vol. 5, no. 3, p. 032701, 2012.

[42] P. Eckle, M. Smolarski, P. Schlup, J. Biegert, A. Staudte, M. Schöffler, H. G. Muller, R. Dörner, and U. Keller, “Attosecond angular streaking,” *Nat Phys*, vol. 4, no. 7, pp. 565–570, juillet 2008.

[43] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Optical frequency metrology,” *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233–237, Mar. 2002.

[44] L. Pan, I. Utkin, R. Lan, Y. Godwal, and R. Fedosejevs, “High-peak-power subnanosecond passively Q-switched ytterbium-doped fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 7, pp. 895–897, avril 2010.

[45] A. Rysanyanskiy, N. Vorobiev, V. Smirnov, J. Lumeau, L. Glebova, O. Mokhun, E. Rotari, C. Spiegelberg, A. Podvyaznyy, and L. Glebov, “Single frequency fiber laser for external volume Bragg resonator,” 2012, vol. 8385, pp. 838503–838503–6.

[46] W. Han, H. Yi, Q. Dai, K. Wu, H. Zhang, L. Xia, and J. Liu, “Passive Q-switching laser performance of Yb:Gd₃Ga₅O₁₂ garnet crystal,” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 18, pp. 4329–4333, juin 2013.

[47] J. Liu, V. Petrov, H. Zhang, J. Wang, and M. Jiang, “Q-switched laser operation of Yb-doped NaGd(WO₄)₂ and NaY(WO₄)₂ crystals,” 2008, vol. 6871, p. 68712S–68712S–8.

[48] Y. Kalisky, C. Labbe, K. Waichman, L. Kravchik, U. Rachum, P. Deng, J. Xu, J. Dong, and W. Chen, “Passively Q-switched diode-pumped Yb:YAG laser using Cr⁴⁺-doped garnets,” *Optical Materials*, vol. 19, no. 4, pp. 403–413, juin 2002.

[49] J. Dong, A. Shirakawa, K. Takaichi, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, and A. A. Kaminskii, “All-ceramic passively Q-switched Yb:YAG/Cr⁴⁺:YAG microchip laser,” *Electronics*

Letters, vol. 42, no. 20, p. 1154, 2006.

[50] L. Pan, I. Utkin, and R. Fedosejevs, “Passively Q-switched ytterbium-doped double-clad fiber laser with a Cr⁴⁺: YAG saturable absorber,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 19, no. 21–24, pp. 1979–1981, Dec. 2007.

[51] A. G. Okhrimchuk, V. K. Mezentsev, V. V. Dvoyrin, A. S. Kurkov, E. M. Sholokhov, S. K. Turitsyn, A. V. Shestakov, and I. Bennion, “Waveguide-saturable absorber fabricated by femtosecond pulses in YAG:Cr⁴⁺ crystal for Q-switched operation of Yb-fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 24, pp. 3881–3883, décembre 2009.

[52] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 2, no. 3, pp. 435–453, 1996.

[53] G. J. Spühler, R. Paschotta, M. P. Kullberg, M. Graf, M. Moser, E. Mix, G. Huber, C. Harder, and U. Keller, “A passively Q-switched Yb: YAG microchip laser,” *Applied Physics B*, vol. 72, no. 3, pp. 285–287, 2001.

[54] C. Gao, W. Zhao, Y. Wang, S. Zhu, G. Chen, and Y. Wang, “Passive Q-switched fiber laser with SESAM in ytterbium-doped double-clad fiber,” 2007, vol. 6279, p. 62794G–62794G–6.

[55] F. M. Bain, A. A. Lagatsky, S. V. Kurilchick, V. E. Kisel, S. A. Guretsky, A. M. Luginets, N. A. Kalanda, I. M. Kolesova, N. V. Kuleshov, W. Sibbett, and C. T. A. Brown, “Continuous-wave and Q-switched operation of a compact, diode-pumped Yb³⁺:KY(WO₄)₂ planar waveguide laser,” *Opt. Express*, vol. 17, no. 3, pp. 1666–1670, février 2009.

[56] J. Li, D. D. Hudson, Y. Liu, and S. D. Jackson, “Efficient 2.87 μm fiber laser passively switched using a semiconductor saturable absorber mirror,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 18, pp. 3747–3749, Sep. 2012.

[57] M. Wang, C. Chen, C. Huang, and H. Chen, “Passively Q-switched Er-doped fiber laser using a semiconductor saturable absorber mirror,” *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2014.

[58] W. Yang, J. Hou, B. Zhang, R. Song, and Z. Liu, “Semiconductor saturable absorber mirror passively Q-switched fiber laser near 2 μm ,” *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 23, pp. 5664–5667,

août 2012.

- [59] B. Y. Zhang, J. L. Xu, G. J. Wang, J. L. He, W. J. Wang, Q. L. Zhang, D. L. Sun, J. Q. Luo, and S. T. Yin, “Passively mode-locked Nd:GGG laser with a semiconductor saturable absorber mirror,” *Laser Phys.*, vol. 22, no. 4, pp. 699–702, Apr. 2012.
- [60] C. Hönninger, A. Giesen, G. Zhang, and U. Keller, “Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers,” *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 23, pp. 2402–2404, décembre 1995.
- [61] A. Diebold, F. Emaury, C. Schriber, M. Golling, C. J. Saraceno, T. Südmeyer, and U. Keller, “SESAM mode-locked Yb:CaGdAlO₄ thin disk laser with 62 fs pulse generation,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 19, pp. 3842–3845, Oct. 2013.
- [62] X. Yin, J. Meng, J. Zu, and W. Chen, “Semiconductor saturable-absorber mirror passively Q-switched Yb: YAG microchip laser,” *Chinese Optics Letters*, vol. 11, no. 8, p. 081402, 2013.
- [63] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, “Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 3, pp. 376–388, Mar. 1999.
- [64] P. Adel, M. Auerbach, C. Fallnich, S. Unger, H. Müller, and J. Kirchhof, “Passive Q-switching by Tm³⁺-co-doping of a Yb³⁺-fiber laser,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 21, pp. 2730–2735, Oct. 2003.
- [65] A. A. Fotiadi, A. S. Kurkov, and I. M. Razdobreev, “All-fiber passively Q-switched ytterbium laser,” in *2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. CLEO/Europe*, 2005, p. 515.
- [66] C. E. Preda, G. Ravet, and P. Mégret, “Experimental demonstration of a passive all-fiber Q-switched erbium- and samarium-doped laser,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 4, pp. 629–631, février 2012.
- [67] A. s. Kurkov, E. m. Sholokhov, and O. i. Medvedkov, “All fiber Yb-Ho pulsed laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, no. 2, pp. 135–138, février 2009.
- [68] B. Dussardier, J. Maria, and P. Peterka, “Passively Q-switched ytterbium- and chromium-doped all-fiber laser,” *Appl. Opt.*, vol. 50, no. 25, pp. E20–E23, Sep. 2011.
- [69] V. V. Dvoyrin, V. M. Mashinsky, and E. M. Dianov, “Yb-Bi pulsed fiber lasers,” *Opt.*

Lett., vol. 32, no. 5, pp. 451–453, Mar. 2007.

[70] J. M. Dawlaty, S. Shivaraman, J. Strait, P. George, M. Chandrashekhar, F. Rana, M. G. Spencer, D. Veksler, and Y. Chen, “Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, no. 13, p. 131905, Sep. 2008.

[71] S. M. Bachilo, M. S. Strano, C. Kittrell, R. H. Hauge, R. E. Smalley, and R. B. Weisman, “Structure-Assigned Optical Spectra of Single-Walled Carbon Nanotubes,” *Science*, vol. 298, no. 5602, pp. 2361–2366, Dec. 2002.

[72] M. Ichida, S. Mizuno, Y. Saito, H. Kataura, Y. Achiba, and A. Nakamura, “Coulomb effects on the fundamental optical transition in semiconducting single-walled carbon nanotubes: Divergent behavior in the small-diameter limit,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, no. 24, p. 241407, juin 2002.

[73] R. B. Weisman and S. M. Bachilo, “Dependence of Optical Transition Energies on Structure for Single-Walled Carbon Nanotubes in Aqueous Suspension: An Empirical Kataura Plot,” *Nano Lett.*, vol. 3, no. 9, pp. 1235–1238, Sep. 2003.

[74] J. Liu, S. Wu, Q.-H. Yang, and P. Wang, “Stable nanosecond pulse generation from a graphene-based passively Q-switched Yb-doped fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 20, pp. 4008–4010, Oct. 2011.

[75] J. Zhao, Y. Wang, P. Yan, S. Ruan, Y. Tsang, G. Zhang, and H. Li, “An Ytterbium-doped fiber laser with dark and Q-switched pulse generation using graphene-oxide as saturable absorber,” *Optics Communications*, vol. 312, pp. 227–232, février 2014.

[76] Z. Yu, Y. Song, X. Dong, Y. Li, J. Tian, and Y. Wang, “Watt-level passively Q-switched double-cladding fiber laser based on graphene oxide saturable absorber,” *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 29, pp. 7127–7131, Oct. 2013.

[77] L. Liu, H. T. Hattori, E. G. Mironov, and A. Khaleque, “Composite chromium and graphene oxide as saturable absorber in ytterbium-doped Q-switched fiber lasers,” *Appl. Opt.*, vol. 53, no. 6, pp. 1173–1180, février 2014.

[78] Z. Luo, Y. Huang, J. Weng, H. Cheng, Z. Lin, B. Xu, Z. Cai, and H. Xu, “1.06 μm Q-switched ytterbium-doped fiber laser using few-layer topological insulator Bi₂Se₃ as a saturable absorber,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 24, pp. 29516–29522, décembre 2013.

[79] X. Li, Y. Wang, Y. Wang, Q. Wang, W. Zhao, Y. Zhang, X. Ya, and Y. Zhang, “A single-

walled carbon nanotube wall paper as an absorber for simultaneously achieving passively mode-locked and Q-switched Yb-doped fiber lasers,” in *Nanoelectronics Conference (INEC), 2013 IEEE 5th International*, 2013, pp. 139–142.

[80] J. W. Kim, S. Y. Choi, D.-I. Yeom, S. Aravazhi, M. Pollnau, U. Griebner, V. Petrov, and F. Rotermund, “Yb:KYW planar waveguide laser Q-switched by evanescent-field interaction with carbon nanotubes,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 23, pp. 5090–5093, décembre 2013.

[81] R. Salas-Montiel, L. Bastard, G. Grosa, and J.-E. Broquin, “Hybrid Neodymium-doped passively Q-switched waveguide laser,” *Materials Science and Engineering: B*, vol. 149, no. 2, pp. 181–184, Mar. 2008.

[82] A. Aubourg, J. Didierjean, N. Aubry, F. Balembois, and P. Georges, “Passively Q-switched diode-pumped Er:YAG solid-state laser,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 938–940, Mar. 2013.

[83] Z. X. Zhu, Y. Wang, H. Chen, H. T. Huang, D. Y. Shen, J. Zhang, and D. Y. Tang, “A graphene-based passively Q-switched polycrystalline Er:YAG ceramic laser operating at 1645 nm,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 5, p. 055801, May 2013.

[84] J. J. Zayhowski and C. Dill III, “Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 18, pp. 1427–1429, Sep. 1994.

[85] R. C. Botha, H. J. Strauss, C. Bollig, W. Koen, O. Collett, N. V. Kuleshov, M. J. D. Esser, W. L. Combrinck, and H. M. von Bergmann, “High average power 1314 nm Nd:YLF laser, passively Q-switched with V:YAG,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 6, pp. 980–982, Mar. 2013.

[86] H. Yu, V. Petrov, U. Griebner, D. Parisi, S. Veronesi, and M. Tonelli, “Compact passively Q-switched diode-pumped Tm:LiLuF₄ laser with 1.26 mJ output energy,” *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 13, pp. 2544–2546, juillet 2012.

[87] R. L. Schmitt and B. T. Do, “Design and performance of a high-repetition-rate single-frequency Yb:YAG microlaser,” 2008, vol. 6871, pp. 687105–687105–10.

[88] E. Molva, “Microchip lasers and their applications in optical microsystems,” *Optical Materials*, vol. 11, no. 2–3, pp. 289–299, Jan. 1999.

[89] J. J. Zayhowski, “Microchip lasers,” *Optical Materials*, vol. 11, no. 2–3, pp. 255–267, Jan. 1999.

- [90] J. Liu, J. Xu, and P. Wang, "Graphene-based passively Q-switched 2 μm thulium-doped fiber laser," *Optics Communications*, vol. 285, no. 24, pp. 5319–5322, Nov. 2012.
- [91] L. Tordella, H. Djellout, B. Dussardier, A. Saissy, and G. Monnom, "High repetition rate passively Q-switched Nd³⁺:Cr⁴⁺ all-fibre laser," *Electronics Letters*, vol. 39, no. 18, pp. 1307–1308, 2003.
- [92] Y. Liu, X. Z. Ma, and W. H. Li, "Q-switched Ho:YAP laser with a volume bragg grating pumped by a Tm-doped silicon fiber laser," *Laser Phys.*, vol. 22, no. 1, pp. 64–67, Jan. 2012.
- [93] Y.-X. Fan, F.-Y. Lu, S.-L. Hu, K.-C. Lu, H.-J. Wang, G.-Y. Zhang, and X.-Y. Dong, "Narrow-linewidth widely tunable hybrid Q-switched double-clad fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 7, pp. 537–539, avril 2003.
- [94] X. Leijtens, "JePPIX: the platform for Indium Phosphide-based photonics," *IET Optoelectronics*, vol. 5, no. 5, pp. 202–206, Oct. 2011.
- [95] C. H. Henry, G. E. Blonder, and R. F. Kazarinov, "Glass waveguides on silicon for hybrid optical packaging," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 10, pp. 1530–1539, Oct. 1989.
- [96] S. Valette, "State of the Art of Integrated Optics Technology at LETI for Achieving Passive Optical Components," *Journal of Modern Optics*, vol. 35, no. 6, pp. 993–1005, juin 1988.
- [97] M. Kawachi, "Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 22, no. 5, pp. 391–416, 1990.
- [98] M. A. Fardad, H. Luo, Y. Beregovski, and M. Fallahi, "Solgel grating waveguides for distributed Bragg reflector lasers," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 7, pp. 460–462, avril 1999.
- [99] S. I. Najafi, T. Touam, R. Sara, M. P. Andrews, and M. A. Fardad, "Sol-Gel Glass Waveguide and Grating on Silicon," *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 9, p. 1640, Sep. 1998.
- [100] G. C. Righini and S. Pelli, "Sol-gel glass waveguides," *Journal of Sol-Gel Science and Technology*, vol. 8, no. 1–3, pp. 991–997, 1997.
- [101] R. Dangel, C. Berger, R. Beyeler, L. Dellmann, M. Gmur, R. Hamelin, F. Horst, T. Lamprecht, T. Morf, S. Oggioni, M. Spreafico, and B. J. Offrein, "Polymer-Waveguide-Based Board-Level Optical Interconnect Technology for Datacom Applications," *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, vol. 31, no. 4, pp. 759–767, Nov. 2008.

- [102] G. D. Valle, R. Osellame, and P. Laporta, “Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses,” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 11, no. 1, p. 013001, Jan. 2009.
- [103] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann, “Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics,” *Appl Phys A*, vol. 77, no. 1, pp. 109–111, Jun. 2003.
- [104] J. Y. Choi, “Ecriture par Laser de fonctionnalités optiques : éléments diffractifs et ONL,” Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, University of Central Florida, 2010.
- [105] D. Schaefer, D. Schnitzler, and I. Kelbassa, “Fundamental processes of refractive index modifications during femtosecond laser waveguide writing,” in *Advanced Fabrication Technologies for Micro/Nano Optics and Photonics VI*, vol. 8613, G. VonFreyermann, W. V. Schoenfeld, and R. C. Rumpf, Eds. 2013.
- [106] P. D. Townsend, “Development of ion implantation for optical applications,” *Vacuum*, vol. 51, no. 2, pp. 301–304, 1998.
- [107] P. D. Townsend, “Ion implantation and optical devices,” *Vacuum*, vol. 34, no. 3, pp. 395–398, 1984.
- [108] P. D. Townsend, P. J. Chandler, and L. Zhang, *Optical effects of ion implantation*, vol. 13. Cambridge University Press, 2006.
- [109] R. V. Schmidt and I. P. Kaminow, “Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃,” *Applied Physics Letters*, vol. 25, no. 8, p. 458, Oct. 1974.
- [110] E. M. Conwell, “Modes in optical waveguides formed by diffusion,” *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 6, p. 328, Sep. 1973.
- [111] M. Fujimura, H. Tsugawa, S. Khan, H. Nishihara, and M. Haruna, “Nd-diffused Ti:LiNbO₃ z-propagation waveguide Q-switched lasers,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 13, pp. 1319–1321, 1998.
- [112] M. N. Armenise, “Fabrication techniques of lithium niobate waveguides,” *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, vol. 135, no. 2, pp. 85–91, 1988.
- [113] G. C. Righini and S. Pelli, “Ion exchange in glass: a mature technology for photonic devices,” in *International Symposium on Optical Science and Technology*, 2001, pp. 93–99.

-
- [114] G. C. Righini, "Glass waveguide fabrication," *Encyclopedia of optical engineering*, pp. 650–666, 2003.
- [115] C. E. R. J. L. Jackel, "Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃," *Applied Physics Letters*, no. 7, pp. 607 – 608, 1982.
- [116] N. Goto and G. L. Yip, "Characterization of proton-exchange and annealed LiNbO₃ waveguides with pyrophosphoric acid," *APPLIED OPTICS*, vol. 28, no. 1, 1989.
- [117] E. Y. B. Pun, S. A. Zhao, K. K. Loi, and P. S. Chung, "Proton-exchanged LiNbO₃/sub 3/optical waveguides using stearic acid," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 3, no. 11, pp. 1006–1008, 1991.
- [118] E. Y. B. Pun, K. K. Loi, and P. S. Chung, "Index profile of proton-exchanged waveguides in lithium niobate using cinnamic acid," *Electronics Letters*, vol. 27, no. 14, p. 1282, 1991.
- [119] K. K. Loi, E. Y. B. Pun, and P. S. Chung, "Proton-exchange optical waveguides in Z-cut LiNbO₃ using toluic acid," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 6, pp. 546–548, 1992.
- [120] H. Suche, "Mode-locked and Q-switched Ti:Er:LiNbO₃ waveguide lasers," 1999, vol. 3622, pp. 92–100.
- [121] J. Thomas, M. Heinrich, P. Zeil, V. Hilbert, K. Rademaker, R. Riedel, S. Ringleb, C. Dubs, J.-P. Ruske, S. Nolte, and A. Tünnermann, "Laser direct writing: Enabling monolithic and hybrid integrated solutions on the lithium niobate platform," *physica status solidi (a)*, vol. 208, no. 2, pp. 276–283, 2011.
- [122] E. Lallier, J. P. Pocholle, M. Papuchon, Q. He, M. de Micheli, and D. B. Ostrowsky, "Integrated Q-switched Nd:MgO:LiNbO₃ waveguide laser," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 15, pp. 1428–1429, 1992.
- [123] F. Timofeev and R. Kashyap, "High-power, ultra-stable, single-frequency operation of a long, doped-fiber external-cavity, grating-semiconductor laser," *Opt. Express*, vol. 11, no. 6, pp. 515–520, Mar. 2003.
- [124] B. F. Ventrudo and G. Rogers, "Fibre-grating-stabilized diode laser," US5485481 A, 16-Jan-1996.
- [125] B. L. Volodin, S. V. Dolgy, E. D. Melnik, E. Downs, J. Shaw, and V. S. Ban, "Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of

volume Bragg gratings,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 16, pp. 1891–1893, août 2004.

[126] T.-P. Lee and R. Roldan, “Repetitively -switched light pulses from GaAs injection lasers with tandem double-section stripe geometry,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 339–352, juin 1970.

[127] K. A. Williams, J. Sarma, I. H. White, R. V. Penty, I. Middlemast, T. Ryan, F. R. Laughton, and J. S. Roberts, “Q-switched bow-tie lasers for high energy picosecond pulse generation,” *Electronics Letters*, vol. 30, no. 4, pp. 320–321, février 1994.

[128] B. Cakmak, T. Karacali, and M. Biber, “Investigation of Q-switched InP-based 1550 nm semiconductor lasers,” *Optics & Laser Technology*, vol. 44, no. 5, pp. 1593–1597, juillet 2012.

[129] B. Cakmak, “Passively Q-switched operation of a double contact tapered InGaAs/GaAs diode laser,” *Microelectronic engineering*, vol. 65, no. 3, pp. 273–278, 2003.

[130] B. Charlet, L. Bastard, and J. E. Broquin, “1 kW peak power passively Q-switched Nd³⁺-doped glass integrated waveguide laser,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 11, pp. 1987–1989, juin 2011.

[131] A. Yeniyay, J.-M. P. Delavaux, J. Toulouse, D. Barbier, T. A. Strasser, J. R. Pedrazanni, and W. Minford, “Hybrid Q-switched laser with Ti-indiffused LiNbO₃ and Er-Yb co-doped glass waveguides,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 12, pp. 1580–1582, 1997.

[132] P. Gavrilovic, N. Stelmakh, J. H. Zarrabi, and D. M. Beyea, “High energy CW Q-switched operation of multicontact semiconductor laser,” *Electronics Letters*, vol. 31, no. 14, pp. 1154–1155, juillet 1995.

[133] T. Tsukada and C. Tang, “Q-switching of semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 13, no. 2, pp. 37–43, 1977.

[134] I. Y. Khrushchev, D. J. Kitcher, K. A. Williams, I. H. White, F. R. Laughton, and R. V. Penty, “Picosecond Q-switched bow-tie laser diode array,” *Electronics Letters*, vol. 33, no. 5, pp. 426–428, 1997.

[135] J. Zarzycki, *Les Verres et l'État Vitreux (1982)*. Masson, New York.

[136] J.-J. Videau and G. L. Flem, “Les verres phosphates : de la spécificité de l’atome de phosphore à la formation, la structure et la durabilité chimique de phosphates vitreux,” Nov. 2009.

- [137] B. E. Warren, "The Basic Principles Involved in the Glassy State," *Journal of Applied Physics*, vol. 13, no. 10, pp. 602–610, Oct. 1942.
- [138] M. Yamane and Y. Asahara, *Glasses for Photonics*. Cambridge University Press, 2000.
- [139] 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. N. 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.
- [140] H. Takebe, T. Murata, and K. Morinaga, "Compositional Dependence of Absorption and Fluorescence of b_3^+ in Oxide Glasses," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 79, no. 3, pp. 681–687, Apr. 2005.
- [141] Y. Mao, P. Deng, F. Gan, H. Yang, and W. Shen, "Spectroscopic properties of ytterbium in phosphate glass," *Materials Letters*, vol. 57, no. 2, pp. 439–443, décembre 2002.
- [142] F. Auzel, "Upconversion and anti-Stokes processes with f and d ions in solids," *Chemical reviews*, vol. 104, no. 1, pp. 139–174, 2004.
- [143] M. J. V. Bell, W. G. Quirino, S. L. Oliveira, D. F. de Sousa, and L. a. O. Nunes, "Cooperative luminescence in Yb^{3+} -doped phosphate glasses," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 15, no. 27, p. 4877, Jul. 2003.
- [144] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7, pp. 1049–1056, juillet 1997.
- [145] S. Magne, M. Druetta, J. P. Goure, J. C. Thevenin, P. Ferdinand, and G. Monnom, "An ytterbium-doped monomode fiber laser: amplified spontaneous emission, modeling of the gain and tunability in an external cavity," *Journal of Luminescence*, vol. 60–61, no. 0, pp. 647–650, avril 1994.
- [146] R. Oron and A. A. Hardy, "Rayleigh backscattering and amplified spontaneous emission in high-power ytterbium-doped fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 5, pp. 695–701, mai 1999.
- [147] A. Chavez-Pierson, S. Jiang, and W. Tian, "1- μ m phosphate-glass fiber amplified spontaneous emission (ASE) source."
- [148] M. Hamon, M. Guernet, and F. Pellerin, *Chimie analytique: Méthodes spectrales et analyse*

organique. Masson, 1998.

[149] D. E. McCumber, “Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra,” *Phys. Rev*, vol. 136, no. 4A, pp. A954–A957, 1964.

[150] R. M. Martin and R. S. Quimby, “Experimental evidence of the validity of the McCumber theory relating emission and absorption for rare-earth glasses,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 23, no. 9, pp. 1770–1775, Sep. 2006.

[151] L. R. P. Kassab, M. E. Fukumoto, V. D. D. Cacho, N. U. Wetter, and N. I. Morimoto, “Spectroscopic properties of Yb³⁺ doped PbO–Bi₂O₃–Ga₂O₃ glasses for IR laser applications,” *Optical Materials*, vol. 27, no. 10, pp. 1576–1582, Sep. 2005.

[152] “schott-iog-1-phosphate-laser-glass-may-2013-eng.pdf.”.

[153] M. J. Weber, J. Lynch, D. H. Blackburn, and D. Cronin, “Dependence of the stimulated emission cross section of Yb³⁺ on host glass composition,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 10, pp. 1600–1608, 1983.

[154] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*. Wiley, 1986.

[155] R. M. Knox and P. P. Toullos, “Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range,” in *Proc. Symp. Submillimeter Waves*, 1970, vol. 20, pp. 497–515.

[156] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press, 2010.

[157] M. L. HUGGINS, “The Dispersion of Silicate Glasses as a Function of Composition,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 30, no. 11, pp. 514–518, Nov. 1940.

[158] M. L. HUGGINS, K. H. SUN, and D. O. DAVIS, “The Dispersion of Silicate Glasses as a Function of Composition. II,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 32, no. 11, pp. 635–648, Nov. 1942.

[159] J.-E. Broquin, “Ion-exchanged integrated devices,” 2001, vol. 4277, pp. 105–117.

[160] J. Phalippou, “Verres - Propriétés et applications | Techniques de l’Ingénieur,” *Techniques de l’ingénieur*, vol. af 3601, 2001.

[161] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-Andre’, D. Persegol, and M. Levy, “Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities,” *Opt. Eng*, vol. 35, no. 6, pp. 1603–1610, 1996.

-
- [162] B. Charlet, *Etude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : application à la génération de supercontinuum*. Grenoble, 2011.
- [163] R. Ulrich and R. Torge, “Measurement of Thin Film Parameters with a Prism Coupler,” *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 12, pp. 2901–2908, décembre 1973.
- [164] K. S. Chiang, “Construction of refractive-index profiles of planar dielectric waveguides from the distribution of effective indexes,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, no. 2, pp. 385–391, 1985.
- [165] J. A. Armstrong, “Saturable Optical Absorption in Phthalocyanine Dyes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 2, pp. 471–473, Feb. 1965.
- [166] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, “Optical characterization of semiconductor saturable absorbers,” *Appl Phys B*, vol. 79, no. 3, pp. 331–339, Aug. 2004.
- [167] K. H. Drexhage and G. A. Reynolds, “New dye solutions for mode-locking infrared lasers,” *Optics Communications*, vol. 10, no. 1, pp. 18–20, Jan. 1974.
- [168] K. Drexhage and U. Muller-Westerhoff, “New Q-switch compounds for infrared lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 8, no. 9, pp. 759–759, Sep. 1972.
- [169] Z. Fu Zhu and E. Garmire, “Optical bistability in four-level nonradiative dyes,” *Optics Communications*, vol. 46, no. 1, pp. 61–63, juin 1983.
- [170] M. Hercher, “An Analysis of Saturable Absorbers,” *Applied Optics*, vol. 6, no. 5, p. 947, May 1967.
- [171] R. C. Greenhow, D. M. Goodall, and R. W. Eason, “Ground-state repopulation time of BDN I and BDN II in a variety of solvent and plastic hosts,” *Chemical Physics*, vol. 83, no. 3, pp. 445–450, Jan. 1984.
- [172] R. I. Scarlet, J. F. Figueira, and H. Mahr, “DIRECT MEASUREMENT OF PICOSECOND LIFETIMES,” *Applied Physics Letters*, vol. 13, no. 2, pp. 71–73, Jul. 1968.
- [173] “Cellulose acetate | Sigma-Aldrich.” [Online]. Available: <http://www.sigmaaldrich.com/catalog/product/sigma/c3782?lang=fr®ion=FR>. [Accessed: 19-Mar-2014].
- [174] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical recipes*.

Cambridge university press Cambridge, 1990.

- [175] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [176] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking,” *JOSA B*, vol. 16, no. 1, pp. 46–56, 1999.
- [177] 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, p. 101123, Sep. 2006.
- [178] D. L. Veasey, D. S. Funk, N. A. Sanford, and J. S. 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, Feb. 1999.
- [179] C. Pappas and S. Pissadakis, “Periodic nanostructuring of Er/Yb-codoped IOG1 phosphate glass by using ultraviolet laser-assisted selective chemical etching,” *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 11, p. 114308, Dec. 2006.
- [180] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, Sep. 1973.
- [181] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides 2e*. Academic Press, 1991.
- [182] S. Blaize, *Etude et réalisation d’un microlaser à contre-réaction répartie en optique intégrée sur verre*. Grenoble, INPG, 2001.
- [183] P. Lalanne and E. Silberstein, “Fourier-modal methods applied to waveguide computational problems,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 15, pp. 1092–1094, 2000.
- [184] L. Li, “Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings,” *JOSA A*, vol. 13, no. 5, pp. 1024–1035, 1996.
- [185] D. Bucci, B. Martin, and A. Morand, “Application of the three-dimensional aperiodic Fourier modal method using arc elements in curvilinear coordinates,” *JOSA A*, vol. 29, no. 3, pp. 367–373, 2012.
- [186] Q. Cao, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “Stable and efficient Bloch-mode computational method for one-dimensional grating waveguides,” *JOSA A*, vol. 19, no. 2, pp. 335–338, 2002.
- [187] K. O. Hill and A. Watanabe, “Envelope Gain Saturation in Distributed-Feedback

Lasers,” *Appl. Opt.*, vol. 14, no. 4, pp. 950–961, avril 1975.

[188] M. Casale, “Réalisation d’un laser DFB hybride sur substrat de verre,” Grenoble, Grenoble, 2014.

[189] T. Nappez, *Hybridation d’un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué*. Grenoble, 2012.

[190] 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, Nov. 1983.

[191] L. B. Su, J. Xu, X. H. Xue, C. Y. Wang, L. Chai, X. D. Xu, and G. J. Zhao, “Low-threshold diode-pumped Yb³⁺, Na⁺: CaF₂ self-Q-switched laser,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 15, pp. 5635–5640, Jul. 2005.

[192] A. V. Kir’yanov and Y. O. Barmenkov, “Self-Q-switched Ytterbium-doped all-fiber laser,” *Laser Phys. Lett.*, vol. 3, no. 10, pp. 498–502, Oct. 2006.

[193] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, and V. P. Gapontsev, “Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 298–300, Mar. 1997.

[194] W. Guan and J. R. Marcante, “Complete elimination of self-pulsations in dual-clad ytterbium-doped fiber lasers at all pumping levels,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 6, pp. 815–817, Mar. 2009.

[195] B. N. Upadhyaya, A. Kuruvilla, U. Chakravarty, M. R. Shenoy, K. Thyagarajan, and S. M. Oak, “Effect of laser linewidth and fiber length on self-pulsing dynamics and output stabilization of single-mode Yb-doped double-clad fiber laser,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 12, pp. 2316–2325, avril 2010.

[196] S. M. George, “Atomic Layer Deposition: An Overview,” *Chem. Rev.*, vol. 110, no. 1, pp. 111–131, Jan. 2010.

[197] M. Leskelä and M. Ritala, “Atomic layer deposition (ALD): from precursors to thin film structures,” *Thin Solid Films*, vol. 409, no. 1, pp. 138–146, avril 2002.

[198] M. Ritala, M. Leskelä, J.-P. Dekker, C. Mutsaers, P. J. Soininen, and J. Skarp, “Perfectly Conformal TiN and Al₂O₃ Films Deposited by Atomic Layer Deposition,” *Chem. Vap. Deposition*, vol. 5, no. 1, pp. 7–9, Jan. 1999.

- [199] M. Bosund, K. Mizohata, T. Hakkarainen, M. Putkonen, M. Söderlund, S. Honkanen, and H. Lipsanen, "Atomic layer deposition of ytterbium oxide using β -diketonate and ozone precursors," *Applied Surface Science*, vol. 256, no. 3, pp. 847–851, Nov. 2009.
- [200] K. Solehmainen, M. Kapulainen, P. Heimala, and K. Polamo, "Erbium-doped waveguides fabricated with atomic layer deposition method," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 194–196, Jan. 2004.
- [201] M. Vehkamäki, T. Hatanpää, M. Ritala, and M. Leskelä, "Bismuth precursors for atomic layer deposition of bismuth-containing oxide films," *J. Mater. Chem.*, vol. 14, no. 21, pp. 3191–3197, Oct. 2004.
- [202] M. Schuisky, K. Kukli, M. Ritala, A. Hårsta, and M. Leskelä, "Atomic Layer CVD in the Bi–Ti–O System," *Chem. Vap. Deposition*, vol. 6, no. 3, pp. 139–145, juin 2000.
- [203] Y. J. Cho, Y.-S. Min, J.-H. Lee, B.-S. Seo, J. K. Lee, Y. S. Park, and J.-H. Choi, "Atomic Layer Deposition (ALD) of Bismuth Titanium Oxide Thin Films Using Direct Liquid Injection (DLI) Method," *Integrated Ferroelectrics*, vol. 59, no. 1, pp. 1483–1489, Sep. 2003.
- [204] A. M. Malyarevich, I. A. Denisov, K. V. Yumashev, O. S. Dymshits, A. A. Zhilin, and U. Kang, "Cobalt-Doped Transparent Glass Ceramic as a Saturable Absorber Q-Switch for Erbium: Glass Lasers," *Applied optics*, vol. 40, no. 24, pp. 4322–4325, 2001.
- [205] V. E. Kisel', V. G. Shcherbitskii, N. V. Kuleshov, L. I. Postnova, V. I. Levchenko, B. I. Galagan, B. I. Denker, and S. E. Sverchkov, "Passive Q switches for a diode-pumped erbium glass laser," *Quantum Electron.*, vol. 35, no. 7, p. 611, Jul. 2005.
- [206] L. Luo and P. L. Chu, "Passive Q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber," *Optics Communications*, vol. 161, no. 4–6, pp. 257–263, Mar. 1999.
- [207] T.-Y. Tsai, Y.-C. Fang, and S.-H. Hung, "Passively Q-switched erbium all-fiber lasers by use of thulium-doped saturable-absorber fibers," *Opt. Express*, vol. 18, no. 10, pp. 10049–10054, mai 2010.