



Matrice de lasers à haute cohérence en optique intégrée sur verre

Lionel Bastard

► To cite this version:

Lionel Bastard. Matrice de lasers à haute cohérence en optique intégrée sur verre. Autre. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2003. Français. NNT: . tel-00009794

HAL Id: tel-00009794

<https://theses.hal.science/tel-00009794>

Submitted on 21 Jul 2005

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.

Institut National Polytechnique de Grenoble

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble

Spécialité ???

présentée et soutenue publiquement le 2 octobre 2003

par

Lionel Bastard

Intégration Monolithique de Lasers Calibrés en Optique Intégrée sur Verre

Composition du jury

<i>Président :</i>	Le président	
<i>Rapporteurs :</i>	Le rapporteur 1	de Paris
	Le rapporteur 2	
	suite	taratata
	Le rapporteur 3	
<i>Examineurs :</i>	L'examineur 1	d'ici
	L'examineur 2	
<i>Directeur de thèse :</i>	Germain Chartier, Jean-Emmanuel Broquin	

Laboratoire Silicium Nanaophysique Photonique et Structure

Service de Physique des Matériaux et Microstructures

Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée

CEA Grenoble

A beginning is a very delicate time ...

Frank Herbert - Dune

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	3
Chapitre 1 État de l’art des sources laser émettant dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques	7
1.1 Introduction	7
1.2 Le laser est un oscillateur optique	8
1.2.1 Description d’un oscillateur	8
1.2.2 Physique de l’amplificateur optique	10
1.2.3 Les différentes contre-réactions en optique guidée	14
1.2.4 Point de fonctionnement et fréquences d’émission d’un laser	18
1.3 État de l’art des sources laser pour le DWDM	20
1.3.1 Le multiplexage en longueur d’onde	21
1.3.2 Lasers à semi-conducteurs	23
1.3.3 Lasers à milieu actif atomique : cas du dopage à l’erbium	26
1.3.4 Comparaison des performances des différents types de lasers	31
1.3.5 Intégration de fonctionnalités supplémentaires	32
1.4 Conclusion	34
Chapitre 2 Réalisation et modélisation d’un guide d’ondes amplificateur en optique intégrée sur verre	37
2.1 Introduction	37
2.2 Amplification dans une matrice vitreuse dopée erbium et ytterbium	38
2.2.1 Présentation du substrat utilisé	38
2.2.2 Interaction photon-matière	39
2.2.3 Caractérisations spectroscopiques du verre amplificateur	44
2.3 Réalisation et caractérisation des guides d’ondes amplificateurs	49
2.3.1 Réalisation et caractérisation des guides d’ondes	49

2.3.2	Avantages et inconvénients de la configuration guidée pour l'amplification optique	52
2.3.3	Modélisation des guides d'ondes amplificateurs	53
2.3.4	Mesure du gain du guide d'ondes amplificateur	56
2.4	Modélisation des guides d'ondes amplificateurs	58
2.4.1	Modèle sans up-conversion	58
2.4.2	Modèle avec prise en compte de l'up-conversion	62
2.5	Mesure de l'homogénéité du gain	67
2.6	Conclusion	70
Chapitre 3	Réalisation et modélisation des guides d'ondes de Bragg	71
3.1	Introduction	71
3.2	Guide d'ondes de Bragg	72
3.2.1	Description de l'interaction guide-réseau	72
3.2.2	Réalisation et caractérisation du réseau de Bragg	74
3.2.3	Rétroaction autour de la longueur d'onde de Bragg	78
3.2.4	Pertes à la longueur d'onde de pompe	85
3.3	Saut de phase	86
3.3.1	Effet d'un saut de phase	87
3.3.2	Le saut de phase distribué	90
3.4	Conclusion	95
Chapitre 4	Caractérisation des matrices de lasers	97
4.1	Introduction	97
4.2	Principe et réalisation des lasers DFB en optique intégrée sur verre	99
4.2.1	Principe de fonctionnement des lasers DFB	99
4.2.2	Analyse théorique du laser DFB	104
4.2.3	Réalisation des lasers DFB	105
4.3	Performances d'un laser DFB	108
4.3.1	Caractéristique $P_s(P_p)$	108
4.3.2	Bruit d'intensité	110
4.3.3	Mesure de la largeur de raie d'émission	113
4.4	Réalisation d'une matrice de lasers pour le DWDM	120
4.4.1	Caractérisation des fréquences d'émission de la matrice	121
4.4.2	Calibration des fréquences d'émission	122
4.4.3	Effet de la température ambiante sur la longueur d'onde d'émission	124
4.4.4	Développement des matrices de lasers calibrés	126
4.5	Conclusion	127

Conclusion	131
Annexes	135
Bibliographie	141

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à Messieurs Michel Bouthinon et Francis Balestra, directeurs du laboratoire qui m'a accueilli, respectivement avant et après sa transformation de LEMO en IMEP.

A mon directeur de thèse Jean-Emmanuel Broquin, j'exprime toute ma gratitude. Si le début est un moment très délicat, il a su faire du mien dans la recherche une base solide pour le futur. Je le remercie notamment pour m'avoir montré qu'un bon chercheur doit être un bon enseignant.

Je souhaite également remercier Germain Chartier, qui a permis à cette thèse de voir le jour et m'a rapidement intégré à Teem-Photonics. J'espère avoir été à la hauteur pour sa "dernière thèse".

Merci à Jean-Louis Oudar et à Ivo Montrosset d'avoir accepté de rapporter sur ma thèse, malgré les délais relativement courts dans certains cas. Leur relecture attentive a permis de rendre ce manuscrit plus juste. J'associe à ces remerciements Pascal Royer, qui avait également accepté d'être rapporteur.

Mes sincères remerciements vont à Jean Brini qui a accepté de présider le Jury de thèse. Enfin, je remercie Denis Barbier, directeur de la société Teem-Photonics, de faire partie de mon jury. C'est un honneur de défendre son travail devant une personne possédant sa compétence.

De Teem-Photonics, je tiens à remercier Cédric Cassagnettes sans qui je n'aurais eu aucun échantillon pendant ma thèse. Mes remerciements vont également à Olivier Jacquin, qui m'a beaucoup aidé lors des différentes manipulations que j'ai effectuées à Teem-Photonics.

Je remercie également les membres de l'IMEP qui m'ont apporté leur soutien scientifique. Je pense notamment à Pierre Benech, Guy Vitrant et Gislaine Maury. Il me faut au même titre remercier Aude

Remerciements

Bouchard et Grégory Grosa, tant il est vrai que "ca n'est pas facile de faire une pulvé quand le bâti est en panne".

Je voudrais remercier l'ensemble des personnes du laboratoire et de Teem-Photonics. Cela inclut les personnes sus-mentionnées, mais également mes collègues thésards Pierre, Elise, Fred, Yanni, Flo, Adam, Daavide, Odile, Moncef, Alex et même Kien.

Pour finir, un grand merci à mes amis, ma famille, mes parents et ma 'tite soeur, pour m'avoir soutenu durant ces trois années. Ils ne sont pas nommés, mais devraient se reconnaître...

Introduction

Depuis la première démonstration expérimentale du laser en 1960, les applications de ce dispositif sont nombreuses et variées. La mise au point de la fibre optique dix ans plus tard a permis d'envisager les premières télécommunications optiques à longue distance. Depuis lors, les différents éléments permettant de réaliser une télécommunication par voie optique se sont raffinées et considérablement diversifiées, entraînant une augmentation exponentielle des capacités de transmission. Aujourd'hui, les débits peuvent dépasser le Térabit par seconde grâce à la mise en oeuvre de la technique de multiplexage en longueur d'onde combinée à l'utilisation d'amplificateurs optiques. Cette technique utilise le transport simultané de plusieurs fréquences porteuses situées dans la troisième fenêtre de transmission (de longueurs d'ondes comprises entre 1,4 et 1,6 μm).

L'utilisation d'une telle solution requiert des matrices de sources laser calibrées pour servir de support à l'information. L'Union Internationale des Télécommunications (ITU) prévoit la mise en place dans les prochaines années de canaux de transmissions espacés fréquemment de 25, 50 ou 100 GHz . Des sources laser dont la fréquence d'émission se situe au centre de chaque canal de transmission doivent ainsi être développées. Il est avantageux que ces sources laser soient réalisées de manière collective sur la même gaufre, comme le sont les composants de micro-électronique.

Actuellement, les différentes technologies utilisées pour réaliser de tels composants sont des lasers basés sur les fibres optiques ou les matériaux semi-conducteurs. Le principal avantage des lasers réalisés sur matériau semi-conducteur réside dans sa capacité d'intégration, due à la configuration planaire. Les lasers à base de fibres optiques permettent quant à eux l'obtention de lasers dont le bruit d'intensité et la largeur de raie d'émission sont plus faibles. L'optique intégrée sur verre, que nous nous proposons d'employer, permet de regrouper le point fort de chacune des deux technologies. Bien que cette technologie soit pour l'instant moins mature que ses deux concurrents, nous démontrerons au cours de ce rapport l'intérêt des lasers réalisés en optique intégrée sur verre à travers l'intégration de 18 lasers réalisés sur la

même puce et dont les longueurs d'onde d'émission couvrent une plage spectrale de 8 nm .

Le présent document est constitué de quatre parties. Le premier chapitre introduit les principes théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un laser ainsi que le contexte du projet : les télécommunications optiques et plus particulièrement le multiplexage en longueur d'onde. La réalisation de sources pour cette application pose un certain nombre de contraintes en terme de longueur d'onde d'émission, de puissance de sortie et de stabilité thermique et mécanique. Il est alors possible de dresser un état de l'art des différents lasers proposés dans la littérature qui répondent à ces différents critères. Nous pouvons ainsi distinguer trois familles de composants : les lasers sur matériaux semi-conducteurs, les lasers à base de fibre optique, et les lasers réalisés en optique intégrée sur verre. La comparaison de leurs performances respectives permet de conclure à la pertinence d'une étude des lasers DFB en optique intégrée sur verre.

Tout laser étant composé d'une fonction amplification et d'une fonction de rétroaction, nous respectons ce découpage dans la présentation de notre composant : le second chapitre est consacré au guide d'ondes amplificateur et le troisième au guide d'ondes de Bragg. La réalisation d'un guide d'ondes amplificateur en optique intégrée sur verre consiste à fabriquer un guide d'ondes dans un verre dopé par des terres rares. Nous menons dans un premier temps à bien l'étude du substrat, dont le dopage avec des ions erbium et ytterbium permet d'assurer l'amplification d'un faisceau optique de longueur d'onde 1,55 μm . Le phénomène d'amplification optique par ces ions est étudié de manière approfondie, de façon à définir un modèle de leur fonctionnement. Nous abordons par la suite la fabrication par échange d'ions et la caractérisation des guides d'ondes dans les substrats amplificateurs. Les mesures de gain du guide d'ondes amplificateur sont alors utilisées pour fixer les paramètres du modèle de l'amplification optique en configuration guidée.

Le chapitre III traite des guides d'ondes de Bragg. Ces derniers sont obtenus grâce à la réalisation d'un réseau de Bragg sur un guide d'ondes. L'interaction entre le guide d'ondes et le réseau permet d'assurer non seulement la fonction de rétroaction nécessaire au fonctionnement du laser, mais également une sélectivité en longueur d'onde qui limite le nombre de fréquences émises par le laser. Ce double effet est modélisé par la méthode des modes couplés. La caractérisation des spectres de transmission des guides de Bragg permet de fixer les paramètres du modèle. Nous présentons par la suite la réalisation d'un saut de phase original, que nous qualifions de saut de phase réparti. Cet élément permet de fixer une fréquence

d'émission unique pour le laser DFB, et est donc indispensable. L'étude présentée dans ce chapitre se limite au comportement passif, c'est à dire sans amplification. Nous démontrons l'efficacité de ces sauts de phase distribués à travers la caractérisation de leur spectre de transmission.

Le dernier chapitre est consacré à la caractérisation des lasers DFB, constitués par l'interaction des deux éléments présentés séparément dans les chapitres précédents. Les différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation des lasers sont la réalisation du guide d'ondes par échange d'ions, la gravure du réseau de Bragg, puis la découpe, le polissage et la connectivisation du composant avec les fibres optiques d'injection et de récupération du signal. La fusion des deux modèles développés pour l'amplification et la rétroaction nous permet de dimensionner les lasers DFB réalisés et de comprendre leur fonctionnement. Deux types de composants sont réalisés : un laser connectivisé et une matrice de lasers. La caractérisation du laser est menée à bien sur le premier composant. Nous mesurons dans un premier temps la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe injectée. Nous caractérisons par la suite le bruit d'intensité relatif (RIN), dont la connaissance est primordiale car elle fixe le rapport signal à bruit du laser utilisé dans une transmission optique. Nous présentons finalement la mesure de la largeur de raie d'émission de nos lasers. Nous traitons par la suite de la matrice de lasers, constituée d'un ensemble de sources réalisées sur une même puce et dont les longueurs d'ondes d'émission sont différentes. La matrice réalisée est constituée de 18 lasers dont les longueurs d'ondes d'émission varient sur une plage de 8 nm. Nous démontrons que les longueurs d'ondes émises sont proches de celles définies par l'Institut International des Télécommunications (ITU). Nous montrons en outre qu'il est possible de réaliser un peigne fréquentiel d'espacement bien défini (25 ou 100 GHz), dont la calibration absolue peut de plus être effectuée par un recuit.

Chapitre 1

État de l'art des sources laser émettant dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques

Sommaire

1.1 Introduction	7
1.2 Le laser est un oscillateur optique	8
1.3 État de l'art des sources laser pour le DWDM	20
1.4 Conclusion	34

1.1 Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de fournir un état de l'art des lasers pour les télécommunications optiques. Dans un premier temps, nous introduisons les concepts fondamentaux nécessaires à la compréhension des lasers. Le laser est un oscillateur optique et son fonctionnement est appréhendé grâce à l'analogie avec l'oscillateur électronique. Ces considérations nous amènent à étudier les deux éléments constitutifs de tout oscillateur : l'amplificateur et la rétroaction.

La seconde partie de ce chapitre introduit la problématique de cette thèse. Nous exposons tout d'abord le principe et les enjeux du multiplexage en longueur d'onde (DWDM). Les principales contraintes concernant les sources pour le DWDM sont la longueur d'onde de travail située entre 1,48 et 1,62 μm et la

nécessité de présenter une fréquence d'émission unique. Nous dressons alors un état de l'art des performances des lasers conçus pour le DWDM. Son but est de situer l'avancée des travaux réalisés sur ces sources laser. La première section est tournée vers une comparaison des performances obtenues par les différents composants, puis un regroupement par type d'application (modulation interne ou intégrée, lasers accordables, matrices de lasers) est effectuée.

A l'issue du chapitre, nous concluons sur les qualités et les défauts des différents types de lasers utilisés pour le DWDM, ce qui nous permet de présenter les objectifs du présent travail.

1.2 Le laser est un oscillateur optique

Le mot *laser* est un acronyme anglais pour *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, dont la traduction littérale est : amplification de lumière par émission stimulée de photons. La première démonstration expérimentale de l'effet laser date de 1960 par Maiman [1]. Ce phénomène avait été prédit théoriquement deux années auparavant par Schawlow et Townes [2] qui avaient extrapolé le fonctionnement d'un oscillateur micro-ondes (MASER) aux fréquences optiques. Nous empruntons le même raisonnement et décrivons le laser comme un oscillateur fonctionnant à des fréquences optiques. Tous les oscillateurs ont en commun la création d'un signal périodique à partir d'un élément amplificateur et d'un élément de rétroaction. Cette configuration est schématisée sur la figure 1.1. Un oscillateur étant avant tout conçu dans le but de fournir un signal à un utilisateur, un élément de couplage vers l'extérieur est de plus nécessaire. Celui-ci a pour rôle le transfert d'une partie de la puissance présente dans la boucle de rétroaction vers l'extérieur.

1.2.1 Description d'un oscillateur

Considérons le circuit de la figure 1.1 dans lequel est injecté un signal e , et qui produit un signal s . Nous menons une étude en régime harmonique, c'est à dire en considérant un signal d'excitation monofréquentiel. Le circuit étant linéaire, si un signal d'entrée de fréquence ν est injecté, un signal à la même fréquence est obtenu en sortie. Par contre, l'amplitude du signal ainsi que sa phase sont modifiées par le circuit. La relation entre le signal $e(\nu)$ présent à l'entrée d'un élément et le signal $s(\nu)$ produit en sortie est la fonction de transfert de cet élément. La fonction de transfert $\mathcal{H}(\nu)$ du résonateur représenté sur la

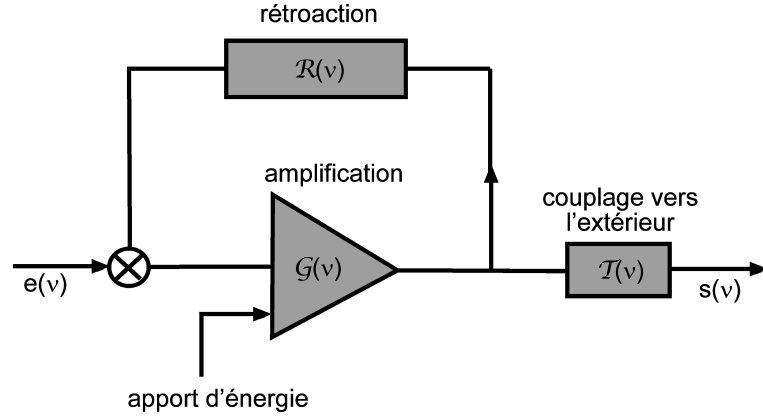


FIG. 1.1: Schéma de principe d'un résonateur

figure 1.1 est liée à celle de chacun des éléments du circuit par la relation :

$$\mathcal{H}(\nu) = \frac{s(\nu)}{e(\nu)} = \frac{\mathcal{G}(\nu)\mathcal{T}(\nu)}{1 - \mathcal{R}(\nu)\mathcal{G}(\nu)} \quad (1.1)$$

où $\mathcal{G}(\nu)$ et $\mathcal{R}(\nu)$ sont les fonctions de transfert complexes de l'amplificateur et de l'élément de rétroaction du circuit. $\mathcal{T}(\nu)$ correspond à la fonction de transfert complexe de l'élément de couplage vers l'extérieur.

L'oscillateur correspond au résonateur dont nous venons d'écrire la fonction de transfert employé dans un cas particulier : aucun signal $e(\nu)$ n'est injecté. Il n'est alors possible d'obtenir une puissance de sortie $s(\nu)$ non nulle que si le dénominateur de $\mathcal{H}(\nu)$ est nul. Cette condition peut se décomposer en deux relations :

$$|\mathcal{R}(\nu)\mathcal{G}(\nu)| = 1 \quad (1.2a)$$

$$\arg(\mathcal{R}(\nu)) + \arg(\mathcal{G}(\nu)) = 2m\pi \quad (1.2b)$$

où m est un entier relatif.

En régime transitoire, pour que l'amplitude du signal se propageant à l'intérieur du composant reste constante au cours du temps, la baisse d'amplitude subie lors de la rétroaction doit ainsi être compensée par le gain de l'amplificateur. Or, l'évolution de l'amplitude est décrite par le module des fonctions de transfert. La relation 1.2a décrit donc l'état stationnaire à l'intérieur du composant. Par ailleurs, la relation 1.2b donne une condition sur le déphasage apporté par les éléments d'amplification et de rétroaction. Puisque ce déphasage dépend de la fréquence du signal, la relation 1.2b conduit à une sélection

fréquentielle des signaux générés.

Les relations présentées ci-avant indiquent les conditions qui doivent être remplies en régime stationnaires pour qu'un signal soit émis par l'oscillateur. L'établissement de ce régime stationnaire se déroule de la façon suivante : l'oscillation démarre sur le bruit ambiant, le gain de l'élément amplificateur est alors au moins supérieur aux pertes introduites par l'élément de rétroaction. Le bruit dont la fréquence vérifie la relation 1.2b est alors amplifié à chaque passage dans la boucle gain-rétroaction. Lorsque la puissance interne augmente, le gain fourni par l'élément amplificateur diminue, puisque l'amplificateur ne peut fournir plus de puissance qu'il n'en reçoit de l'extérieur. C'est le phénomène de saturation du gain. Dans la majorité des cas pratiques, $|\mathcal{R}(\nu)|$ est fixé par l'élément de rétroaction utilisé. La valeur du gain de l'amplificateur $|\mathcal{G}(\nu)|$ diminue donc via le phénomène de saturation jusqu'à égaler $\frac{1}{|\mathcal{R}(\nu)|}$, fixant la puissance du signal à l'intérieur du circuit, et, via $|\mathcal{T}(\nu)|$, la puissance fournie à l'extérieur.

La détermination de la puissance émise par un oscillateur nécessite donc l'étude de l'élément amplificateur, qui définit la dépendance du gain à l'amplitude du signal, et celle de l'élément de rétroaction, qui fixe le gain en régime stationnaire dans la cavité. Puisque nous étudions le laser, l'élément d'amplification est un amplificateur optique, dont nous allons à présent étudier les caractéristiques.

1.2.2 Physique de l'amplificateur optique

1.2.2.1 Interaction photon - électrons de la matière

L'amplification optique est basée sur les phénomènes d'interaction entre les électrons de la matière et les photons. Ces phénomènes ont été décrits théoriquement par Einstein en 1917 [3], qui les a classés en trois catégories : l'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée.

Considérons une portion de matériau de volume V contenant une densité volumique N_T d'atomes actifs. Ceux-ci possèdent un électron lié à la matière pouvant accéder à deux états : l'état $< 1 >$ d'énergie E_1 et l'état $< 2 >$ d'énergie E_2 . Nous notons N_1 la densité d'électrons dans l'état $< 1 >$ et N_2 celle d'électrons dans l'état $< 2 >$ ($N_1 + N_2 = N_T$). Ce milieu est de plus parcouru par un flux Φ de photons dont l'énergie vaut $h\nu \approx E_2 - E_1$. Les différentes transitions pouvant avoir lieu sont schématisées sur la figure 1.2. Leur probabilités d'occurrence au cours du temps sont les suivantes :

- L'absorption d'un photon peut se produire lorsqu'il interagit avec un électron se trouvant dans

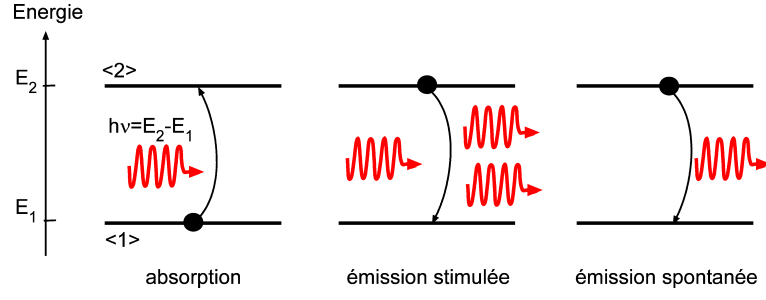


FIG. 1.2: Mécanismes d'interaction photons-matière

l'état $\langle 1 \rangle$. La probabilité W_a de cette transition est proportionnelle au flux de photons Φ , à une grandeur macroscopique notée σ représentant la section efficace de capture d'un photon par l'électron, et à la population N_1 du niveau $\langle 1 \rangle$.

$$W_a = N_1 \Phi \sigma(\nu)$$

- Le passage d'un photon peut également déclencher le changement d'état d'un électron initialement dans l'état $\langle 2 \rangle$. Un nouveau photon est alors créé, dont la fréquence, la direction, la phase et la polarisation sont strictement identiques à celles du photon ayant déclenché l'émission. Cette interaction est de ce fait dénommée émission stimulée, et sa probabilité s'écrit :

$$W_{st} = N_2 \Phi \sigma(\nu)$$

- Finalement, si un électron se trouve dans l'état $\langle 2 \rangle$ et ne capture aucun photon, il peut changer d'état spontanément, émettant un photon d'énergie $E_2 - E_1$ ou cédant son énergie à la matrice vitreuse sous forme de phonons. Cette désexcitation spontanée est caractérisée par la durée de vie τ de l'électron sur le niveau $\langle 2 \rangle$. La probabilité de désexcitation spontanée s'écrit :

$$W_{sp} = \frac{1}{\tau} N_2$$

Il existe une tolérance sur l'énergie des photons impliqués dans les transitions. En effet, l'énergie des niveaux atomiques présente une certaine indétermination. Celle-ci provient à la fois de l'incertitude intrinsèque sur l'énergie d'un électron dans un état donné (élargissement homogène), ainsi que de l'inhomogénéité éventuelle dans la valeur moyenne de l'énergie d'un état pour les différents sites du matériau (élargissement inhomogène). De ce fait, les probabilités de transition dépendent de la fréquence et possèdent une valeur maximale pour la fréquence centrale de la transition électronique. Ceci est traduit par une dépendance de la section efficace $\sigma(\nu)$ avec la fréquence.

1.2.2.2 Gain de l'amplificateur optique idéal

La connaissance des probabilités des différents mécanismes d'interaction permet d'écrire l'évolution au cours du temps d'un volume de matériau soumis au flux de photons Φ . L'évolution des populations électroniques s'écrit :

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2\Phi\sigma(\nu) - N_1\Phi\sigma(\nu) + N_2\frac{1}{\tau} \quad (1.3a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} \quad (1.3b)$$

En outre, l'équation régissant l'évolution de la population de photons s'écrit :

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = N_2\sigma(\nu)\Phi - N_1\sigma(\nu)\Phi + \frac{N_2}{\tau_{sp}} \quad (1.4)$$

Puisque les photons se déplacent au cours du temps, nous devons écrire l'évolution du flux de photons avec la distance. Nous négligeons les photons créés par émission spontanée avec une durée de vie τ_{sp} puisqu'ils sont émis dans toutes les directions. En reliant la densité de photons $\mathcal{N}$ à son flux Φ , il vient :

$$\frac{d\Phi}{dz} = (N_2 - N_1)\sigma(\nu)\Phi = \gamma(\nu)\Phi \quad (1.5)$$

Le coefficient de gain $\gamma = \sigma(\nu)\Delta N$ est proportionnel à la section efficace de capture d'un électron et à la densité d'inversion de population ΔN . Considérons à présent un volume de matériau amplificateur de longueur L . En supposant que la densité d'inversion de population est constante sur tout le volume de l'amplificateur, le gain total défini par $\Gamma_L = \frac{\Phi(L)}{\Phi(0)}$ s'écrit :

$$\Gamma_L(\nu) = \exp^{\sigma(\nu)\Delta N.L} \quad (1.6)$$

D'après l'équation 1.5, une inversion de population positive est nécessaire pour obtenir un gain positif, c'est à dire une amplification du flux de photon au cours de la propagation. Or, d'après l'équation 1.3a, les densités de populations électroniques en régime stationnaires ($\frac{dN_i}{dt} = 0 \forall i$) sont liées par la relation :

$$\frac{N_1}{N_2} = 1 + \frac{1}{\tau\Phi\sigma(\nu)} \quad (1.7)$$

L'inversion de population est donc toujours négative. L'amplification optique ne peut donc avoir lieu que si un phénomène supplémentaire : le pompage, intervient pour amener les électrons dans l'état $< 2 >$.

1.2.2.3 L'amplificateur réel

Un amplificateur doit être pompé : c'est la source d'énergie nécessaire à l'amplification du signal. Dans les amplificateurs optiques, le pompage est réalisé en inversant la population électronique du matériau amplificateur. Cette inversion de population peut être réalisés de différentes manières selon le

matériau amplificateur considéré. Les matériaux amplificateurs solides appartiennent à deux catégories : les matériaux semi-conducteurs et les matériaux à sites actifs atomiques. Dans la première catégorie, les transitions mises en jeu prennent place dans des bandes d'énergie électroniques. Le matériau étant conducteur, le pompage est réalisé par l'application d'une tension électrique au niveau d'une jonction p-n. Dans le second cas, l'amplification est réalisée par une collection d'atomes isolés inclus dans une matrice diélectrique. Ces milieux sont pompés par voie optique, la longueur d'onde des photons de pompe étant inférieure à celle du signal amplifié.

Quel que soit le schéma de pompage employé, nous pouvons résumer son effet grâce au taux de pompage R_p qui correspond à la probabilité au cours du temps d'amener un électron dans l'état $< 2 >$ par pompage. Si l'on ajoute ce phénomène aux équations de populations électroniques, la relation entre les densités de populations des niveaux $< 1 >$ et $< 2 >$ en régime stationnaire s'écrit :

$$N_1 \Phi \sigma(\nu) + R_p = N_2 \Phi \sigma(\nu) + N_2 \frac{1}{\tau} \quad (1.8)$$

Cette expression peut également s'écrire comme :

$$\Delta N = \frac{R_p \tau - N_1}{1 + \sigma(\nu) \Phi \tau} \quad (1.9)$$

Comme le coefficient de gain s'écrit $\gamma = \sigma(\nu) \Delta N$, cette équation est traditionnellement mise sous la forme :

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{\Phi}{\Phi_{sat}}} \quad (1.10)$$

avec :

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \sigma(\nu) (R_p \tau - N_1) \\ \Phi_{sat} &= \frac{1}{\sigma(\nu) \tau} \end{aligned}$$

γ_0 correspond au gain petit signal, c'est à dire lorsque le signal ne modifie pas l'équilibre des populations électroniques. Ce paramètre dépend du taux de pompage et du schéma de pompage utilisé. La valeur du flux de saturation Φ_{sat} est quant à elle fixée par les paramètres spectroscopiques du matériau. Le flux de saturation correspond à la valeur du flux de photons pour lequel le gain vaut la moitié du gain petit signal.

Lors du calcul du gain, nous avons négligé la contribution de l'émission spontanée à l'accroissement du flux de photons. Ceci est d'autant plus licite que cette forme de création des photons ne dépend pas

du flux de photons incident. Les photons ainsi créés sont donc considérés d'un point de vue système comme un bruit qui vient se superposer au signal. Seule une faible proportion des photons créés par émission spontanée se propagent dans une direction suffisamment proche de celle du signal pour entrer dans l'ouverture numérique du système de collection du signal. Cependant, au cours de leur propagation dans le milieu amplificateur, ces photons parasites sont amplifiés par émission stimulée. Ce phénomène, désigné par l'acronyme ESA : émission spontanée amplifiée (ASE en anglais) est ainsi la principale source de bruit des amplificateurs optiques.

1.2.2.4 Réponse fréquentielle de l'amplificateur

Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplificateur possède une certaine plage fréquentielle sur laquelle le gain $\Gamma(\nu)$ est positif. Cette plage spectrale est liée à l'élargissement énergétique des niveaux électroniques servant de base à l'amplification. Néanmoins, l'amplificateur optique n'influe pas que sur l'amplitude du signal optique, mais également sur sa phase.

Considérons un flux de photons décrit par une onde plane de fréquence ν se propageant sur une longueur L de matériau amplificateur. Le déphasage ϕ_a subi par cette onde vaut :

$$\phi_a(\nu) = \frac{2\pi L \nu n_a(\nu)}{c} \quad (1.11)$$

où n_a représente l'indice de réfraction du matériau amplificateur. Le déphasage subi par le flux de photons est donc essentiellement proportionnel à la fréquence. Cependant, l'indice de réfraction n_a du matériau amplificateur présente de plus une variation fréquentielle à cause de l'existence d'une transition atomique. Cette variation est due aux relations de Kramers-Kronig, qui lient la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice [4].

1.2.3 Les différentes contre-réactions en optique guidée

Le second élément intervenant dans la constitution du laser est le dispositif de rétro-injection des photons dans l'amplificateur, que nous abordons à présent. Bien que de nombreux types de contre-réactions soient utilisés pour la réalisation de lasers, nous nous limitons aux lasers réalisés en optique guidée, parmi lesquels trois types d'éléments de contre-réaction peuvent être distingués. La configuration Fabry-Perot utilise des miroirs métalliques encadrant le guide d'ondes. Cette configuration est la plus simple et la première utilisée historiquement. Les configurations dites à miroir de bragg réparti (DBR) et à contre-réaction répartie (DFB) font quant à elles appel à l'utilisation d'un réseau de Bragg, et permettent la

réalisation de lasers intégrés.

1.2.3.1 Cavity Fabry-Perot

Comme le montre la figure 1.3, la cavité Fabry-Perot est constituée de deux miroirs en vis-à-vis entre lesquels la lumière effectue des allers-retours. Pour qu'une partie de la lumière puisse sortir à l'extérieur de la cavité, l'un des miroirs est partiellement réfléchissant. La cavité Fabry-Perot joue donc à la fois le rôle d'élément de rétroaction et de couplage vers l'extérieur.

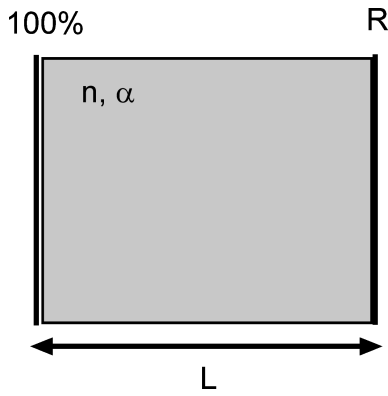


FIG. 1.3: Schéma de principe d'une cavité Fabry-Perot

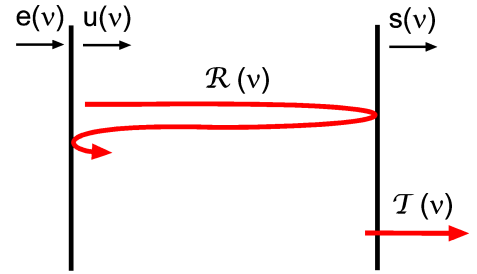


FIG. 1.4: Schéma de fonctionnement de la cavité Fabry-Perot

Une cavité Fabry-Perot est caractérisée par sa longueur L , la réflectivité R du miroir de sortie et les caractéristiques du milieu entre les miroirs : son indice de réfraction n et les pertes par unité de longueur α . La fonction de transfert de la cavité peut s'exprimer en fonction de ces différents éléments et les notations utilisées sont résumées sur le schéma 1.4. Le signal $u(\nu)$ à l'intérieur de la cavité provient d'une part du signal d'entrée $e(\nu)$ et d'autre part du signal ayant effectué un aller-retour entre les deux miroirs :

$$u(\nu) = e(\nu) + \mathcal{R}(\nu)u(\nu) \quad (1.12)$$

D'autre part, le signal $s(\nu)$ transmis vers l'extérieur dépend du signal interne $u(\nu)$ via :

$$s(\nu) = \mathcal{T}(\nu)u(\nu) \quad (1.13)$$

Le module de la fonction complexe $\mathcal{R}(\nu)$ est inférieur à 1, car un bilan de puissance indique que :

$$|\mathcal{R}(\nu)| + |\mathcal{T}(\nu)| = e^{-2\alpha L}$$

Le terme $e^{-2\alpha L}$ correspond à la dissipation d'énergie lors d'un aller-retour du signal dans la cavité. Or, la fonction de transfert $\mathcal{T}(\nu)$ s'écrit

$$\mathcal{T}(\nu) = 1 - R$$

D'autre part, la phase de $\mathcal{R}(\nu)$ correspond au déphasage subi par l'onde plane constituant le signal au cours d'un aller retour dans la cavité. La fonction de transfert de l'élément de rétroaction s'écrit donc :

$$\mathcal{R}(\nu) = (R \cdot \exp^{-2\alpha L}) \cdot e^{j \frac{2\pi \cdot 2nL \cdot \nu}{c}} \quad (1.14)$$

Nous pouvons alors écrire la fonction de transfert de la cavité Fabry-Perot sous la forme :

$$\mathcal{H}_{FP}(\nu) = \frac{1 - R}{1 - R \cdot e^{-2\alpha L} \cdot e^{j \frac{4\pi nL \nu}{c}}}$$

A partir de cette formule, le spectre de transmission $\mathcal{H}_{FP}(\nu)$ a été calculé pour une cavité sans pertes ($\alpha=0$) de longueur 1 mm comportant un miroir de sortie réfléchissant à 70% dans le premier cas et 95% dans le second. Il est représenté sur la figure 1.5.

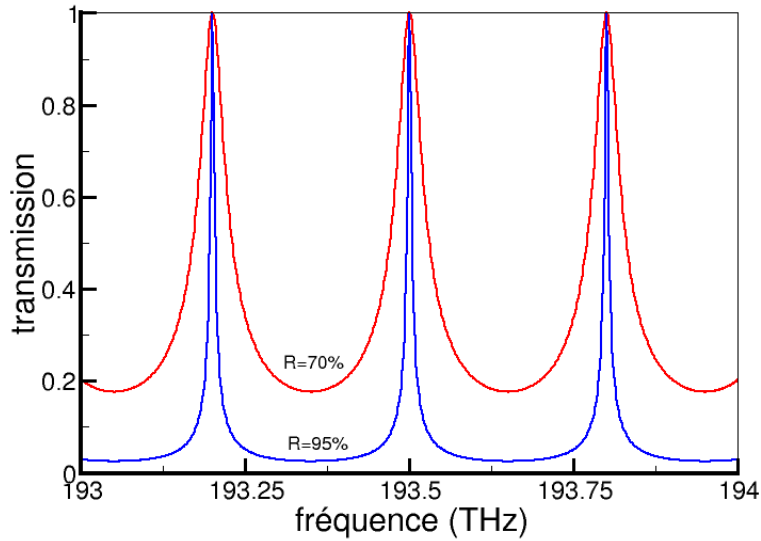


FIG. 1.5: Spectre de transmission d'une cavité Fabry-Perot, $L=1\text{mm}$ et $R=70\%$ ou 95% . Les pertes dans la cavité sont fixées à $\alpha = 0$.

Ce spectre présente des pics de transmission situés à des fréquences espacées de l'intervalle spectral libre $I = \frac{c}{2nL}$ de la cavité. L'emplacement de ces pics correspond aux fréquences pour lesquelles il existe une interférence constructive entre le signal d'entrée et celui venant d'effectuer un aller-retour entre les deux miroirs. La largeur spectrale des pics de transmission ainsi que leur contraste dépend de la valeur

de la valeur de la transmission du miroir de sortie. Ainsi, une cavité dont le miroir de sortie présente un coefficient de réflexion élevée possède des pics de transmission très étroits et très contrastés. On parle alors de cavité fermée. A l'inverse, une cavité plus ouverte possède des pics de transmission plus larges et moins contrastés.

1.2.3.2 Cavités DBR et DFB

Ces cavités reposent sur l'utilisation d'un miroir de Bragg. Ces derniers sont constitués d'une alternance de milieux d'indice de réfraction différents, comme schématisé sur la figure 1.6. L'interférence de l'ensemble des contributions réfléchies à chacune des interfaces détermine la transmission du réseau de Bragg. Si toutes ces contributions reviennent en phase, la réflexion du réseau est maximale. A l'inverse, il transmet toute la puissance optique si les différentes contributions réfléchies interfèrent de façon destructive. Le miroir de Bragg constitue ainsi un filtre fréquentiel dont la réponse en réflexion est reportée sur la figure 1.7. L'étalement du filtrage, représenté par la largeur à mi-hauteur $\delta\lambda$ de la bande de réflexion, s'accroît avec le nombre de couches diélectriques. La longueur d'onde centrale λ_B , ou longueur d'onde de Bragg, dépend de l'indice de réfraction des matériaux employés et de l'épaisseur des couches.

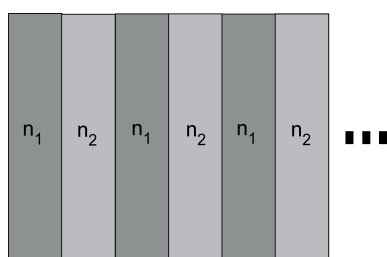


FIG. 1.6: Filtre de Bragg

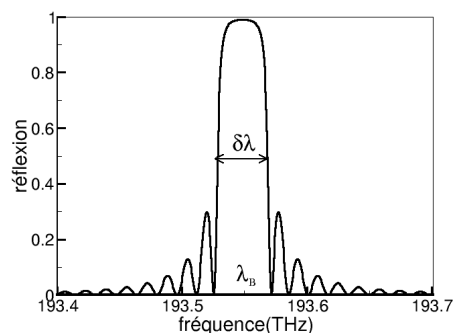


FIG. 1.7: Réponse fréquentielle d'un miroir de Bragg de longueur 1,5 cm et d'indices de réfraction 1,500 et 1,501

Les miroirs de Bragg peuvent être réalisés par dépôt de couches minces sur un substrat. Les lasers basés sur ce type de rétroaction sont dénommés VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) car ils émettent perpendiculairement au substrat. Les lasers réalisés en optique guidée utilisent quant à eux des réseaux de Bragg constitués de lignes gravées en surface du substrat. Si le guide d'onde est encadré

par deux sections sur lesquels on inscrit un réseau de Bragg, on parle de DBR pour *Distributed Bragg Reflector*. Une seconde possibilité consiste à graver le réseau au dessus de l'ensemble du guide d'onde, ce qui constitue une cavité à rétroaction distribuée, ou DFB pour *Distributed FeedBack*. La figure 1.8 résume les trois types de cavités laser décrites précédemment.

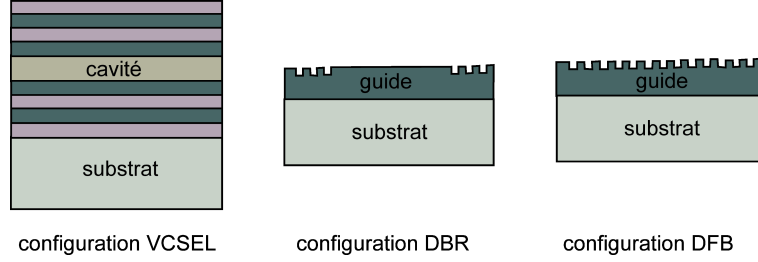


FIG. 1.8: Les différentes configurations de lasers en optique guidée

1.2.4 Point de fonctionnement et fréquences d'émission d'un laser

1.2.4.1 Cas du laser Fabry-Perot

Puisque nous avons détaillé la fonction de transfert de la cavité Fabry-Perot, il est possible de déterminer le point de fonctionnement de ce type de laser de manière analytique. Le laser Fabry-Perot est constitué d'un matériau amplificateur inséré entre deux miroirs dont la fonction de transfert est de la forme :

$$\mathcal{G}(\nu) = e^{2\gamma L} \quad (1.15)$$

La fonction de transfert de la cavité Fabry-Perot sans amplificateur s'écrit quant à elle :

$$\mathcal{R}(\nu) = (R \cdot \exp^{-2\alpha L}) \cdot \exp^{i \frac{4\pi n L \nu}{c}} \quad (1.16)$$

Nous pouvons donc réécrire les conditions d'oscillation 1.2a et 1.2b sous la forme :

$$e^{2\gamma L} = \frac{1}{R} \cdot e^{2\alpha L} \quad (1.17a)$$

$$\frac{2nL\nu}{c} = m \quad (1.17b)$$

L'équation 1.17a correspond à l'égalité entre le gain et les pertes au cours d'un aller-retour dans la cavité, et la relation 1.17b à la condition d'interférences constructives à l'intérieur de la cavité. L'équation 1.17a

définit le point de fonctionnement en puissance du laser, puisque le gain $\gamma(\nu)$ s'adapte aux pertes $\frac{1}{R} \cdot e^{2\alpha L}$ pour une unique puissance du signal à l'intérieur de la cavité telle que :

$$\gamma = -\frac{1}{2L} \ln(R) + \alpha$$

Nous pouvons regrouper en trois zones l'évolution de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance de pompe fournie.

- L'amplificateur optique produit des photons sur toute sa plage de gain par émission spontanée amplifiée. Sur un aller-retour entre les deux miroirs, si le gain de l'amplificateur est plus faible que les pertes, l'effet laser ne peut avoir lieu.
- A partir d'une certaine puissance de pompe injectée dans l'amplificateur (la puissance de seuil), le gain petit signal devient supérieur aux pertes. La puissance de sortie du laser est atteinte lorsque le gain saturé par le signal égale les pertes. Cette condition s'écrit :

$$\gamma = -\frac{1}{2L} \ln(R) + \alpha = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{\phi}{\phi_{sat}}}$$

Dans un premier temps, nous pouvons considérer que le gain petit signal est proportionnel à la puissance de pompe : $\gamma_0 = K \cdot P_p$. Dans ce cas, la relation entre la puissance de pompe et le flux de photons dans la cavité s'écrit :

$$\Phi = \Phi_{sat} \left[\frac{K \cdot P_p}{\alpha} - 1 \right] = \eta (P_p - P_p^{seuil})$$

η représente l'efficacité interne du laser définie par $\eta = \frac{K \Phi_{sat}}{\alpha}$. La puissance du flux de photons émis par le laser $R\Phi$ augmente donc linéairement avec la puissance de pompe fournie, si celle-ci est supérieure à la puissance de seuil P_p^{seuil} .

- Finalement, pour des puissances de pompage très élevées, le gain petit signal de l'amplificateur atteint un maximum, car tous les électrons actifs du milieu amplificateurs sont inversés : $\Delta N_0 = \Delta N_{max} = N_T$. La puissance émise par le laser atteint donc sa valeur maximale.

Ces différentes phases d'évolution du point de fonctionnement du laser sont résumées sur la figure 1.10.

Les fréquences d'émission du laser sont fixées par l'intersection des différentes conditions exprimées dans les relations 1.17a et 1.17b. L'équation 1.17a limite les fréquences d'émission possibles via la plage fréquentielle de gain décrite implicitement par $\Gamma(\nu)$. La relation 1.17b donne quant à elle une condition plus stricte sur les fréquences d'émission du laser, puisque celles-ci sont quantifiées. Le laser ne peut alors émettre qu'à certaines fréquences espacées de l'intervalle spectral libre I . L'ensemble de ces conditions sur la fréquence d'émission sont résumées sur la figure 1.10.

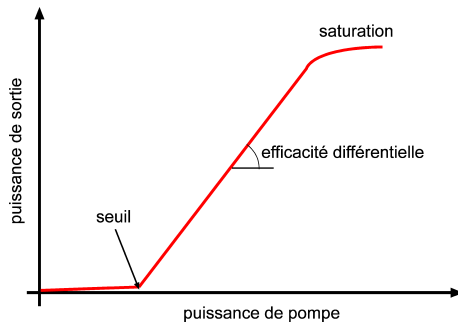


FIG. 1.9: Evolution de la puissance de sortie du laser avec le pompage

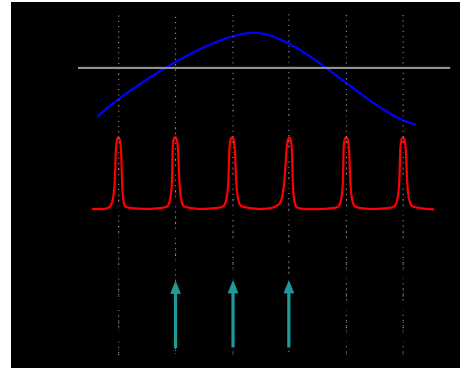


FIG. 1.10: Mécanismes de sélection des fréquences d'émission du laser Fabry-Perot

1.2.4.2 Cas des lasers DBR et DFB

Le fonctionnement en puissance d'un laser DFB ou DBR est similaire à celui d'un laser Fabry-Perot. Cependant, la réflexion sélective en fréquence des miroirs de Bragg induit une modification des fréquences d'émission. Dans le laser DBR, les fréquences d'émission possibles sont limitées par l'intersection de la plage de gain, la résonance de la cavité formée par les deux miroirs de Bragg et la bande de réflexion des miroirs. Si le réseau de Bragg comprend un nombre suffisant de périodes, sa bande de réflexion est plus étroite que la bande de gain de l'amplificateur. Le nombre de fréquences d'émission est alors réduit par rapport à un laser Fabry-Perot de même longueur. Selon l'espacement entre les deux miroirs de Bragg, le laser DBR émet ainsi seulement une ou quelques fréquences.

Dans le cas du laser DFB, il n'existe pas à proprement parler de cavité : le gain et la rétroaction ont lieu au même endroit. Cependant, les fréquences d'émission possibles correspondent aux maxima du spectre de transmission, comme dans le cas du laser Fabry-Perot. Seules deux fréquences d'émission situées de part et d'autre de la bande de réflexion du réseau sont donc autorisées. Il est néanmoins possible d'obtenir une fréquence d'émission unique grâce à l'ajout d'un saut de phase au centre du réseau de Bragg. Le comportement fréquentiel des différentes configuration de lasers guidés est reporté sur la figure 1.11.

1.3 État de l'art des sources laser pour le DWDM

Après l'étude générale du fonctionnement du laser, nous abordons le contexte dans lequel nous avons développé notre composant : le multiplexage en longueur d'ondes ou DWDM. Nous présentons tout d'abord le principe et les spécifications de cette technique. Par la suite, nous passons en revue les dif-

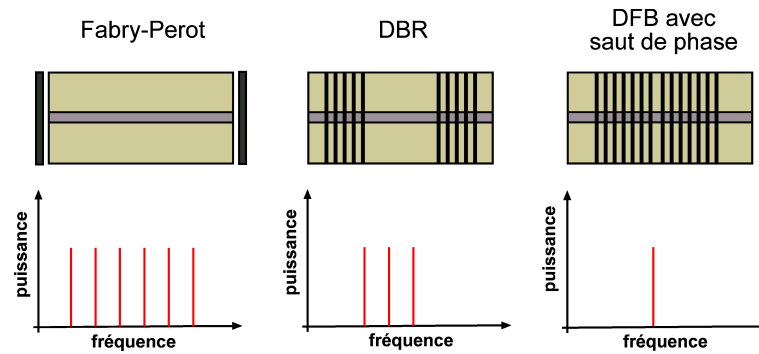


FIG. 1.11: Fréquences d'émission des différents types de lasers guidés

férents matériaux amplificateurs et les configurations de rétroaction utilisables pour réaliser des sources laser pour une telle application.

1.3.1 Le multiplexage en longueur d'onde

La maîtrise de la fabrication des fibres optiques a permis l'essor des télécommunications optiques dans les années 1970. On distingue trois plages en longueur d'ondes appelées fenêtres des télécommunications optiques dans le spectre de transmission des fibres optiques (cf. figure 1.12). La première fenêtre employée est celle située autour de la longueur d'onde $0,8 \mu m$. Les premières sources lasers et les détecteurs fonctionnaient en effet à cette longueur d'onde. La deuxième fenêtre, située autour de la longueur d'onde $1,3 \mu m$, a été utilisée par la suite. Cette fenêtre se situe au minimum de dispersion des fibres optiques. Dans les années 1990, l'avènement des fibres optiques à dispersion négative a permis de résoudre le problème de la dispersion, et la troisième fenêtre des télécommunications, située autour de $1,55 \mu m$ a pu être exploitée. Cette plage correspond au minimum d'atténuation dans les fibres optiques, c'est pourquoi elle est utilisée pour les télécommunications à longue distance.

Le débit des télécommunications est limité par la vitesse de modulation des signaux. Le multiplexage en longueur d'onde (WDM ou *wavelength division multiplexing* en anglais) permet de passer outre cette limite en utilisant des signaux de différentes longueurs d'ondes transportés par la même fibre optique. Un schéma de principe de ce type de transmission est représenté sur la figure 1.13. Chaque signal est modulé séparément et transporte donc une information différente. Les amplificateurs à fibre, dont la plage d'amplification s'étend de $1,48$ à $1,62 \mu m$, permettent de régénérer simultanément toutes les longueurs d'ondes. La mise au point de ces amplificateurs date des années 1990 [5] et c'est pourquoi, ce verrou

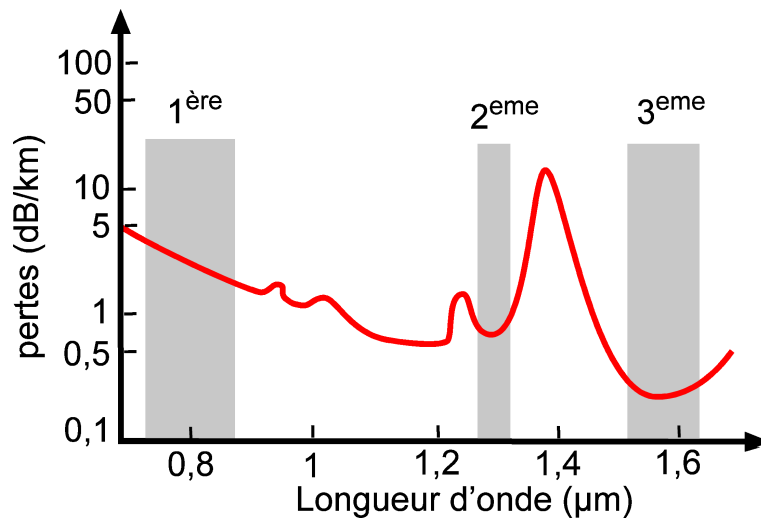


FIG. 1.12: Pertes dans les fibres optiques et présentation des trois fenêtres des télécommunications optiques

technologique étant levé, les recherches sont depuis lors focalisées sur la mise au point des sources et des multiplexeurs nécessaires au WDM.

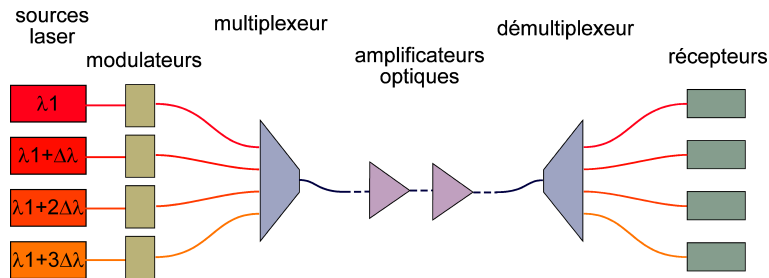


FIG. 1.13: Schéma de principe d'une transmission optique utilisant le multiplexage en longueur d'ondes

Dans une transmission utilisant le multiplexage en longueur d'onde, le débit est proportionnel au nombre de canaux. De ce fait, une norme récente : le DWDM (multiplexage dense en longueur d'onde), développée par l'International Telecommunication Union (ITU), prévoit la mise en place de canaux espacés fréquemment de 100, 50 ou 25 GHz [6]. Parmi les sources laser répondant à ces contraintes, les matrices de lasers sont une solution à la fois élégante et économique au problème. Celles-ci comportent un certain nombre de lasers intégrés sur la même puce optique, chacun émettant à une fréquence décalée de 100, 50 ou 25 GHz de celle de la source voisine.

En conclusion, le développement des télécommunications optiques à longue distance nécessite la réali-

sation de sources laser dont les principales spécifications sont les suivantes :

- Longueur d'onde d'émission située dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques. Ce critère réduit le choix des matériaux amplificateurs utilisables pour cette application.
- Compacité, ce qui implique l'utilisation de l'optique intégrée.
- Intégration, ce qui implique l'utilisation des configurations utilisant des miroirs de Bragg plutôt qu'un miroir collé à l'extrémité du guide d'ondes.
- Longueur d'onde d'émission unique. Cette caractéristique est mesurée par le taux de suppression du second mode (SMSR).
- Bon rapport signal à bruit. Cette caractéristique est mesurée par le bruit d'intensité relatif (RIN) du laser
- Stabilité thermique : si elle est insuffisante, il est nécessaire d'ajouter un élément de régulation thermique externe.
- Optionnel : lasers regroupés en matrices calibrées.

Nous dressons à présent un état de l'art des lasers pour les télécommunications optiques. Nous présentons les efficacité et les seuil d'oscillation obtenus pour les différents types de lasers, puis la stabilité en température et le bruit d'intensité. Nous avons ajouté dans la liste des spécifications la largeur de raie des lasers, bien que ce critère n'entre pas en compte dans le cadre d'une application au DWDM. Les lasers sur matériau semi-conducteur sont abordés en premier lieu, suivis de ceux basés sur des matériaux dopés erbium. A l'intérieur de chacune de ces parties, les différents types de rétroaction seront passés en revue.

1.3.2 Lasers à semi-conducteurs

Dans les matériaux semi-conducteurs, les énergies électroniques ne sont plus discrètes, mais constituent des bandes. Des transitions mettant en jeu un photon peuvent avoir lieu entre la bande de conduction et la bande de valence d'un matériau à gap direct. Le pompage consiste alors à amener les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Ceci est réalisé grâce à la polarisation d'une jonction p-n. Des structures de plus en plus complexes ont été utilisées pour améliorer l'efficacité du pompage. La double hétérostructure apparue dans les années 1980 permet ainsi de confiner l'inversion de population au même endroit que le champ optique. Les multipuits quantiques apparus plus récemment permettent quant à eux d'augmenter l'efficacité d'amplification [4].

Le premier matériau semi-conducteur employé comme amplificateur optique a été l'arsenure de gallium *GaAs*. La longueur d'onde d'émission de ce matériau est située vers 870 nm. La réalisation de matériaux

amplificateurs à des longueurs d'ondes supérieures est plus récente, car elle repose sur l'utilisation de matériaux dont la croissance est plus complexe. L'amplification autour de la longueur d'onde $1,5 \mu m$ est possible avec un matériau quaternaire : $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, où x et y correspondent aux paramètres de composition et sont compris entre 0 et 1. Ces matériaux sont obtenus par épitaxie sur substrat de InP.

1.3.2.1 Laser semi-conducteur en configuration DBR et DFB

Les premiers lasers DFB sur matériau semi-conducteur ont été réalisés en 1971 par Kolgenic et al. [7] [8]. Depuis, de nombreux composants, couvrant l'ensemble du spectre visible et du proche infra-rouge, ont été réalisés. La réalisation des lasers DBR ou DFB sur matériaux semi-conducteurs nécessite le dépôt de nombreuses couches, tant pour réaliser les guides d'ondes que les puits quantiques. Ces dépôts sont réalisés par épitaxie, le plus souvent en phase vapeur (MOCVD) [9]. Les réseaux sont quant à eux inscrits par holographie [10] ou directement par faisceau électronique [11], puis gravés par RIE (gravure assistée par plasma).

Les lasers DFB sont actuellement la référence en matière de source mono-fréquence émettant dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques. Malgré le fait que ces lasers soient développés depuis plus de trente ans, c'est seulement dans les dix dernières années que des progrès décisifs ont été réalisés pour obtenir des composants mono-fréquence. Un grand pas a été fait avec la démonstration de lasers DFB à couplage complexe, dans lesquels la rétroaction est effectuée avec un couplage induit par l'indice et par le gain [12]. Un courant de seuil de $15 mA$ et une puissance de sortie de $25 mW$ pour $100 mA$ de courant d'injection ont ainsi été obtenus récemment [13][14]. Le challenge technologique restant à résoudre est alors la diminution du taux de suppression des modes latéraux (SMSR). En effet, les lasers DFB ne sont pas strictement mono-fréquence. Le SMSR détermine le rapport en dB entre la puissance du mode principal et celle du mode secondaire le plus puissant. La diminution de ce paramètre est particulièrement critique dans le cadre du DWDM, puisque les pics secondaires sont situés sur des canaux voisins en fréquence et peuvent donc venir parasiter ces derniers. Les premiers lasers DFB à couplage complexe (CCDFB) présentaient des valeurs du SMSR de l'ordre de $20 dB$ [12], et des réalisations plus récentes atteignent des valeurs du SMSR de $40 dB$ pour [13], $47 dB$ pour [15] et finalement supérieures à $50 dB$ pour [14].

Les lasers à miroir de bragg distribués ou DBR sont complémentaires des lasers DFB. Le fait de séparer la partie rétroaction de la partie amplification permet une plus grande versatilité dans les applications, au

prix d'une complexité et d'un encombrement plus important des composants. Les premiers lasers DBR présentaient une faible efficacité, et étaient principalement étudiés en tant que lasers accordables. Ainsi, des courants de seuils de l'ordre de 15 mA et des puissances de sortie de 10 mW ont été mesurées sur les premiers DBR accordables [16][17]. Ces composants présentent en outre des SMSR de l'ordre de 34 dB qui dépendent de la longueur d'onde émise. Plus récemment, des DBR émettant une puissance de 100 mW pour 500 mA de courant d'injection ont été démontrés par Delorme et al. [18]. Ces lasers sont donc aussi efficaces que les meilleurs DFB, ils sont de plus accordables. Seul leur SMSR reste inférieur à celui obtenu dans la configuration DFB : il est de l'ordre de 25 dB .

Les caractéristiques dynamiques de lasers récemment reportés dans la littérature : bruit d'intensité relatif et largeur de raie d'émission sont moins étudiées que les performances en terme de puissance de sortie. Ceci est dû au fait que ces composants sont matures, les caractérisations effectuées sont donc essentiellement des tests de transmission. Les résultats reportés par Akulova et al. [19] sont les plus récents à notre connaissance, ils ont été obtenus sur un laser accordable. Le bruit d'intensité moyen sur une plage fréquentielle de 10 GHz est de -145 dB.Hz^{-1} . La largeur de raie de ce laser vaut quant à elle 2 MHz . La stabilité thermique des laser sur matériaux semi-conducteurs a par ailleurs été mesurée à $20\text{ GHz }^{\circ}\text{C}^{-1}$ [20].

1.3.2.2 Les VCSEL

Contrairement aux lasers évoqués plus tôt, les VCSEL sont des lasers émettant perpendiculairement à la surface du substrat. Ces lasers sont développés depuis une dizaine d'années, grâce aux évolutions des technologies de dépôt de couches minces. Le principal avantage de ces composants est un courant de seuil extrêmement bas, de l'ordre de $10\text{ }\mu\text{A}$ [21], dû au volume extrêmement faible de la cavité. Le développement de la configuration VCSEL pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques est très récent. En effet, les techniques appliquées pour les lasers à base d'alliage de AlAs émettant vers 850 ou 980 nm ne peuvent pas être utilisées sur les matériaux émettant à de plus grandes longueurs d'ondes à température ambiante [22]. Des solutions ont vu le jour en 1999, avec l'emploi de miroirs métamorphiques $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$ et d'une ouverture d'oxide qui permet d'amener le courant dans la partie active [23]. Ces structures sont donc complexes, car elles impliquent l'épitaxie de nombreuses couches de matériaux semi-conducteurs différents pour réaliser les miroirs de Bragg, la couche active et les amenées de courant.

Les lasers VCSEL émettant à $1,5 \mu m$ sont des composants intéressants pour les télécommunications optiques. Grâce à leurs faibles dimensions, il est relativement d'obtenir un comportement monomode. Les courants de seuil et les puissances de sortie sont en progression constante depuis les quatre dernières années. Le premier VCSEL avec une puissance de sortie de $1 mW$ a été démontré en 1999 [23], son courant de seuil vaut $15 mA$. En 2000, Ortsiefer et al. ont réalisé une structure à guidage par l'indice atteignant une puissance de sortie de $1,5 mW$ et un courant de seuil de $5 mA$ [24]. Le courant de seuil a été baissé à $3 mA$ par Linnik et al. en 2001 grâce à une optimisation du nombre de périodes des réseaux de Bragg [25].

Le bruit d'intensité relatif de ces lasers est plus élevé que dans les configuration DBR et DFB, du fait de la longueur inférieure de ces composants. Une valeur moyenne du RIN sur une plage fréquentielle de $10 GHz$ a été mesurée à $-130 dB.Hz^{-1}$ [26]. La largeur de raie la plus basse reportée dans la littérature à notre connaissance est de $3,6 MHz$ [27]. Cette valeur est proche des résultats obtenus pour les lasers en configurations DFB ou DBR réalisés sur les mêmes matériaux.

1.3.3 Lasers à milieu actif atomique : cas du dopage à l'erbium

Les lasers à base de milieux atomiques actifs inclus dans une matrice sont les premiers apparus historiquement. Les niveaux électroniques mis en jeu pour réaliser l'amplification optique correspondent à des états liés d'un atome, dont l'énergie possède des valeurs discrètes. Le pompage employé est optique, la longueur d'onde du faisceau de pompe étant plus courte que celle du faisceau amplifié. Le schéma de pompage peut faire intervenir trois ou quatre niveaux électroniques selon l'atome actif considéré. Dans le premier cas, l'état électronique fondamental de l'atome sert de base à la fois pour la transition de pompage et pour celle d'amplification. Dans le système à quatre niveaux, le pompage est réalisé entre l'état fondamental $< 1 >$ et l'état $< 4 >$. La transition sur laquelle se base l'amplification optique prend alors place entre les états $< 2 >$ et $< 3 >$. Ces considérations sont résumées sur la figure 1.14.

Différents atomes actifs peuvent être utilisés, selon la longueur d'onde que l'on souhaite amplifier. Les atomes de la série des lanthanides, ou terres rares, sont beaucoup utilisés pour l'amplification dans l'infrarouge proche car ils présentent des transitions réalisées par un électron faisant partie d'une couche interne. Ainsi, les électrons qui gouvernent l'émission des photons sont dissociés des électrons des couches externes, qui eux gouvernent les liaisons chimiques. Cela se traduit par une grande insensibilité des longueurs d'ondes amplifiées par ces atomes à la matrice dans laquelle ils sont dilués. Les atomes de terre

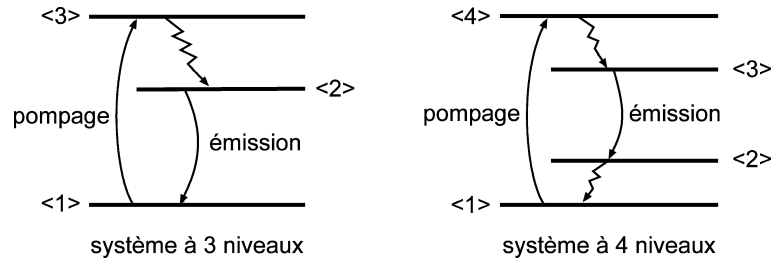


FIG. 1.14: Schémas de pompage à trois et quatre niveaux

rares utilisés pour l'amplification dans l'infra-rouge proche ainsi que la ou les longueurs d'ondes des transitions utilisées sont résumés dans le tableau 1.1. Ces atomes sont inclus dans les différentes matrices sous forme d'ions positifs trivalents A^{3+} .

Élément	Longueur d'onde (μm)
ytterbium	0,97-1,1
néodyme	1,06 et 1,33
holmium	1,2
praseodyme	1,27-1,36
erbium	1,51-1,56
thullium	1,42-1,53

TAB. 1.1: Différentes terres rares utilisées en amplification dans l'infra-rouge proche et longueur d'onde de la transition utilisée, d'après [28].

De fait, seul l'atome d'erbium se prête à une amplification dans les longueurs d'ondes de la troisième fenêtre des télécommunications optiques. Cet atome peut être pompé par un faisceau de longueur d'onde $1,48 \mu m$ ou $0,98 \mu m$. Dans les deux cas, le schéma de pompage est à trois niveaux [29]. Il est possible d'associer l'ion ytterbium à l'ion erbium afin d'augmenter l'efficacité du pompage à $980 nm$.

1.3.3.1 Lasers "microchip"

La méthode la plus simple de réalisation d'un laser mono-fréquence consiste à choisir la configuration Fabry-Perot avec une longueur de cavité telle que son intervalle spectral libre soit inférieur à la plage de gain du matériau amplificateur. Dans le cas de l'erbium, cela revient à utiliser des cavités mesurant

une centaine de microns. Ces composants sont dénommés lasers "microchip", ou microlasers.

Les premiers résultats de lasers microchip ont été obtenus avec des matériaux vitreux codopés erbium et ytterbium. Ces lasers, réalisés par Laporta et al. [30], présentent un seuil de 40 mW et une efficacité de 22%, atteignant une puissance de sortie de 25 mW pour 150 mW de pompe injectée. Ces travaux sont réalisés sur un composant de longueur 200 μm possédant un miroir à 99,9% d'un coté et 1% de l'autre, émettant une seule longueur d'onde. Un microlaser présentant une efficacité comparable avec un seuil d'oscillation de 5 mW a été publié plus récemment [31]. Par contre, une seconde longueur d'onde d'émission apparaît pour des puissances de pompes supérieures à 130 mW .

Des résultats ont également été obtenus avec cette configuration sur des matériaux cristallins dopés erbium et ytterbium : $LiNbO_3$ [32], $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) [33], YVO_4 [34] et $Ca_4YO(BO_3)_3$ [35]. Les efficacités différentielles sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les matrices vitreuses. Burns et al. [35] reportent par exemple une efficacité différentielle de 20%. Par contre, les seuils d'oscillation mesurés dans les cristaux sont supérieurs à ceux obtenus dans les verres à cause des fortes pertes optiques présentes dans ce type de matériaux. Par exemple, ces mêmes auteurs ont publié une valeur de seuil de 650 mW . L'intérêt majeur des matériaux cristallisés vis à vis de leurs homologues vitreux réside dans le fait qu'ils sont très stables vis à vis des variations de température. Les lasers microchip sur substrat cristallin peuvent donc rester mono-fréquence pour des puissances de pompe beaucoup plus élevées que leurs homologues en verre.

1.3.3.2 Lasers à fibres optiques

Les premiers lasers à fibre optique émettant autour de 1,55 μm ont été développés il y a 10 ans [36][37]. En effet, un dopage de la fibre optique avec du germanium permet de rendre cette dernière photosensible, et ainsi d'y inscrire des réseaux de Bragg. Cependant, la présence de ce même germanium empêche d'utiliser une forte concentration en erbium et les premiers lasers réalisés présentaient donc des efficacités très faibles, conduisant à des puissances de sortie de l'ordre de 250 μW . L'utilisation d'un amplificateur à fibre optique (MOPA) situé à la suite du laser a permis d'augmenter la puissance émise jusqu'à 13 mW [38]. Dans le même temps, les progrès réalisés en ingénierie des fibres optiques ont conduit à la réalisation de fibres double coeur : une couronne de verre photosensible entoure le coeur de verre codopé erbium et ytterbium. Grâce à cette configuration, des lasers émettant plusieurs milliwatts sans amplificateur ont été démontrés. Loh et al. [39] présentent ainsi un laser DFB de longueur 5 cm

émettant 4 mW pour une puissance de pompe de 35 mW . Le seuil d'oscillation de ces lasers vaut 14 mW de puissance de pompe et leur efficacité est de 25%. Ces excellentes performances sont ternies par le fait que la puissance de sortie est limitée à la valeur de 4 mW à cause d'effets thermiques. Pour remédier à cette limitation, ces mêmes auteurs ont démontré un laser DBR de 1,5 cm de longueur dont la puissance de sortie atteint 60 mW pour 500 mW de pompe. Ces performances correspondent à une efficacité de 12%. Très récemment, des puissances de sortie supérieures à 100 mW pour 550 mW de pompe, avec une efficacité de 27% ont été obtenues avec une structure DBR de longueur 2 cm [40]. Le seuil d'oscillation de ces lasers est de 100 mW de puissance de pompe à la longueur d'onde 980 nm .

Les caractéristiques dynamiques des lasers à fibres optiques sont supérieures à celles des lasers à semi-conducteurs, ceci grâce à de deux facteurs. Premièrement, la longueur de la cavité est plus importante : quelques centimètres contre quelques centaines de microns pour les lasers à matériau semi-conducteur. Deuxièmement, le matériau employé : la silice, est moins sensible à une variation d'indice de réfraction avec la température qu'un matériau semi-conducteur. De même, le coefficient d'expansion thermique est plus faible dans le cas d'un matériau diélectrique. Loh et al. reportent ainsi une largeur de raie de 18 kHz et un bruit d'intensité moyen de $-150 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ sur une plage fréquentielle de 10 GHz . De plus, la stabilité thermique de ces lasers a été déterminée à $1 \text{ GHz} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$.

1.3.3.3 Optique intégrée sur niobate de lithium

Les lasers intégrés sur niobate de lithium sont des composants apparus relativement récemment. Ce matériau présente en effet des pertes par propagation assez importantes et la quantité d'erbium qu'il est possible d'introduire est relativement faible. Cependant, le grand intérêt de ces composants est qu'ils peuvent être directement intégrés avec un modulateur, le niobate de lithium étant un excellent matériau électro-optique. En 1996, Söchtig et al. [41] ont publié un laser en configuration DBR + miroir émettant 0,6 mW de puissance de sortie pour un pompage de 140 mW . Plus récemment, une puissance de sortie de 1,1 mW a été démontrée avec un laser en configuration DBR [42]. Ces lasers présentent un seuil d'oscillation de 70 mW et une efficacité d'environ 2%.

1.3.3.4 Optique intégrée sur verre

Les premiers lasers en optique intégrée sur verre ont été réalisés par Kitagawa et al. en 1991 [43]. Les guides d'onde de ces lasers sont réalisés par hydrolyse à la flamme sur une couche mince de silice sur silicium. Ces composants présentent un seuil de 50 mW de puissance de pompe et une efficacité

de 0,8%, conduisant à une puissance de sortie de 1,2 mW pour 200 mW de puissance de pompe. Suite à cette démonstration de lasers à cavité Fabry-Perot en optique intégré sur verre, l'équipe de Kitagawa démontre la réalisation de composants en configuration DBR en 1994 [44]. Ce laser possède un seuil de 60 mW de puissance de pompe et émet une puissance de 350 μW pour un pompage à 300 mW . L'utilisation de l'échange d'ion apparaît quelques années plus tard. L'équipe de Veasey propose en 1997 des lasers Fabry-Perot réalisés par échange d'ions sodium - potassium, dont la puissance de pompe de seuil vaut 20 mW et l'efficacité différentielle 0,5% [45]. Winick et al. proposent la même année un laser plus performant avec une efficacité de 8%. Finalement, 42% d'efficacité sont annoncés par Shooshtari et al. en 1998 [46]. Cependant, ces trois publications présentent toutes des lasers à cavité Fabry-Perot, donc émettant plusieurs longueurs d'ondes. De plus, les caractéristiques dynamiques de ces composants ne sont pas étudiées.

Veasey et al. proposent en 1999 une configuration DBR + miroir qui permet d'atteindre une efficacité de 26% tout en conservant un laser mono-fréquence [47]. Ce composant est réalisé par échange d'ions potassium - sodium, et mesure moins de 2 cm de longueur. La largeur de raie d'émission du laser vaut 500 kHz et le bruit d'intensité moyen sur une plage fréquentielle de 10 GHz vaut $-150 dB.Hz^{-1}$. Finalement, la stabilité en température est mesurée à $1,5 GHz.^{\circ}C^{-1}$. Un composant du même type est présenté par Madasamy et al. en 2002 [48]. Le laser est réalisé par échange d'ions argent-sodium, son seuil d'oscillation vaut 60 mW de puissance de pompe et son efficacité de 13% lui permet d'atteindre une puissance de sortie de 11 mW pour 150 mW de puissance de pompe. Les caractéristiques dynamiques de ces lasers ne sont pas fournies.

Une configuration DBR est adoptée par Sorbello et al., les réseaux de Bragg étant inscrits sur des fibres optiques placées à chaque extrémité du guide d'ondes amplificateur réalisé par échange d'ions argent - sodium [49]. Ce laser possède une efficacité de 2% et un seuil de 85 mW , atteignant une puissance de sortie de 0,8 mW pour 120 mW de puissance de pompe. Le bruit d'intensité moyen est de $-150 dB.Hz^{-1}$ et la largeur de raie n'a pas été étudiée. Finalement, la réalisation d'un laser DFB dont le guide d'ondes est réalisé par échange d'ions argent - sodium a été publiée par Blaize et al. en 2000 à l'IMEP [50]. Ces lasers présentent un seuil de 25 mW et une efficacité différentielle de 1,6%, pour une puissance de sortie de 0,7 mW avec une puissance de pompe de 70 mW . Les caractéristiques dynamiques de ce composant n'ont pas été étudiées.

1.3.4 Comparaison des performances des différents types de lasers

Le tableau 1.2 propose un récapitulatif des performances obtenues par les meilleurs lasers réalisés sur verre et sur matériaux semi-conducteur. Traditionnellement, les courbes caractéristiques des lasers réalisés sur matériau semi-conducteur sont données en courant - puissance, c'est-à-dire que la puissance de sortie du laser est donnée en fonction du courant électrique injecté. Ceci est tout à fait légitime puisque ces lasers sont utilisés à courant constant. Par contre, il peut être intéressant de connaître la puissance optique émise en fonction de la puissance électrique injectée, à des fins de comparaison avec les lasers dopés erbium. L'efficacité différentielle η du laser en W/A doit être multipliée par le facteur $\frac{1,24}{\lambda}$ pour obtenir l'efficacité en W/W . λ est la longueur d'onde émise exprimée en microns. Dans le cas de lasers émettant à $1,55 \mu m$, on a donc :

$$\eta(W/W) \sim 1,25 \eta(W/A)$$

matériau	guide d'onde	cavité	seuil(mW)	η	P_{max}	RIN	$\Delta\nu$ (kHz)	ref.
InGaAsP		VCSEL	3	18%	1		3600	[25]
	hétérostructure	DBR	20	30%	100	-145	2000	[18]
	hétérostructure	DFB	20	30%	60	-145	2000	[13][14]
verre dopé Er/Yb		microchip	5	20%	25	?	?	[31]
verre dopé Er/Yb	fibre optique	DBR	100	27%	100	-155	2	[40]
		DFB	14	25%	4	-150	18	[39]
verre dopé Er/Yb	échange K^+	DBR + miroir	40	26%	80	-150	500	[47]
	échange Ag^+	DBR + miroir	60	13%	11	?	?	[48]
	échange Ag^+	DBR	85	2%	0.8	-150	?	[49]
	échange Ag^+	DFB	25	1,6%	0.7	?	?	[50]

TAB. 1.2: Récapitulatif des performances des lasers mono-fréquence émettant à $1,55 \mu m$.

Les efficacité η reportées dans le tableau 1.2 ne prennent pas en compte le moyen de pompage du laser considéré. De ce point de vue, l'efficacité "a la prise" des lasers non pompés électriquement est surestimée, puisqu'il faudrait alors tenir compte de l'efficacité de la diode de pompe, de l'ordre de 60 à 70 %.

1.3.5 Intégration de fonctionnalités supplémentaires

1.3.5.1 Modulation interne ou intégrée

L'intégration monolithique d'un modulateur sur le même substrat que le laser est réalisé dans les matériaux semi-conducteurs et dans le niobate de lithium. Concernant les lasers sur matériau semi-conducteur, l'intégration du modulateur a été réalisée à la fois sur des lasers à configuration DFB [11][51], ou en configuration DBR [52][19]. Dans tous les cas, l'élément responsable de la modulation est un électro-absorbant placé à la sortie du laser. Les réalisations les plus récentes intègrent également un amplificateur à semi-conducteur (SOA) à la sortie du laser pour compenser les pertes induites par le modulateur. La configuration VCSEL sur matériau semi-conducteur peut également être intégrée avec un modulateur. Filios et al. ont ainsi démontré l'utilisation d'un tel composant pour des débits allant jusqu'à 2,5 Gb/s [53].

Dans le cas des lasers réalisés sur niobate de lithium [41], le modulateur est basé sur l'effet électro-optique. En effet, le niobate de lithium peut changer d'indice de réfraction lorsqu'il est soumis à un champ électrique statique. On applique donc une tension au niveau de l'un des bras d'un Mach-Zehnder équilibré pour réaliser la modulation d'amplitude. Comme dans le cas des composants sur matériau semi-conducteur, le modulateur est intégré à la suite du laser.

1.3.5.2 Lasers accordables

Les lasers accordables peuvent être réalisés à partir de lasers à fibre optique ou de laser sur matériau semi-conducteur. En ce qui concerne ces derniers, la méthode la plus répandue consiste à utiliser une configuration DBR. Les lasers DBR à trois électrodes possèdent une plage d'accordabilité de 20 nm [16][18], et sont les plus simples à réaliser. La longueur d'onde d'émission du laser peut alors être modifiée grâce à une variation du courant injecté dans l'électrode contrôlant le miroir de Bragg. Les lasers SG-DBR (Sampled Grating DBR) sont plus complexes, mais possèdent une plage d'accordabilité de l'ordre de 40 nm [19]. L'accordabilité est ici réalisée grâce à des réseaux échantillonnés : le réseau possède des interruptions périodiques dans sa gravure. L'utilisation d'un pas d'échantillonnage différent pour chacun des deux réseaux permet de mettre en oeuvre un effet vernier, qui assure en changement de longueur d'onde d'émission important pour une faible variation des courants de contrôle des réseaux. Un composant présentant une plage d'accordabilité de 83 nm a été démontrée avec une structure dénommée SSG-DBR (SuperStructure Grating DBR) [54]. Les réseaux à superstructure sont constitués d'un réseau

dont on fait continûment varier le pas de façon périodique. Cependant, l'architecture de ce composant est très complexe, et difficilement compatible avec une production de masse [55]. Finalement, la configuration DFB peut être rendue accordable grâce à la structure TTG (tunable twin guide), dans laquelle une section d'accord est située entre la section active et le réseau de Bragg. Le champ optique se propage donc à la fois dans la section d'accord et dans la section active. La plage d'accordabilité obtenue avec une telle structure vaut 10 nm [56].

Des lasers accordables peuvent également être obtenus à partir de lasers à fibre optique dopées erbium. Les premières expériences d'accordabilité ont été réalisées en 1992 par Ball et al [57]. Un translateur piezoélectrique (PZT) est utilisé pour étirer la partie de la fibre optique contenant le réseau de Bragg, ce qui a pour effet un changement de la longueur d'onde émise par le laser. Cette méthode conduit à une plage d'accordabilité inférieure au nanomètre. De nombreuses autres méthodes d'accordabilité des lasers à fibre optique ont été développées par la suite. Nous donnons ici quelques exemples pour témoigner de la diversité de ces méthodes. Gloag et al. utilisent un superstrat de niobate de lithium, sur lequel des liquides d'indice sont déposés [58]. Une accordabilité 25 nm peut ainsi être atteinte. Un autre laser est composé de deux sections amplificatrices pompées séparément [59], permettant une plage d'accordabilité de 8 nm. Les réalisations les plus récentes font appel à des lasers en anneau. L'anneau est constitué de différentes sections de fibres optiques : amplificateur à fibre, filtre de Bragg, filtre Fabry-Perot accordable à fibre et interféromètre de Fabry-Perot à fibre. La combinaison de ces différents éléments permet de réaliser des lasers présentant non seulement une grande plage d'accordabilité de 50 nm, mais également d'obtenir une longueur d'onde d'émission calibrée de manière absolue [60]. Les inconvénients de ces lasers sont leur grande complexité et leur encombrement, très important comparé à celui des lasers accordables réalisés sur matériau semi-conducteur

1.3.5.3 Matrices de lasers

Les matrices de lasers calibrés sont des composants très étudiés depuis les années 1990 et l'essor des télécommunications optiques, et plus particulièrement du DWDM. De tels composants ont tout d'abord été élaborés sur matériaux semi-conducteurs. Modifier la longueur d'onde émise d'un laser à l'autre peut être réalisé soit en utilisant des réseaux de pas variables [17][10][11][61] soit des guides d'ondes de largeur variable [9]. Le tableau 1.3 résume ces différentes configurations et les performances associées.

Les groupes de recherche travaillant sur les lasers en optique intégrée sur verre ont également publié la

matériau	année	nb canaux	espacement	rétroaction	variation	ref
InGaAsP	1993	21	3,7 nm	DFB	taille du guide	[17]
	1994	10	2,5 nm	DBR	taille du guide	[9]
	1995	6	1,6 nm	DFB	pas du réseau	[62]
	1996	10	2 nm	DFB	pas du réseau	[63]
	1998	40	1,6 nm	DFB	pas du réseau	[11]
	2000	21	0,8 nm	DBR	pas du réseau	[61]
verre :Er/Yb - échange K^+	1999	6	0,05 nm	DBR + miroir	taille du guide	[47]
verre :Er/Yb - échange Ag^+	2002	6	0,5 nm	DBR + miroir	taille du guide	[48]

TAB. 1.3: Récapitulatif des différentes matrices de lasers multicolores.

réalisation de matrices, qui est possible grâce à la structure planaire des composants. Veasey et al. ont présenté en 1999 une matrice de lasers réalisée par échange potassium. La variation de longueur d'onde d'émission est réalisée grâce à une variation de la largeur des guides d'ondes. Un changement dans la longueur d'onde émise de 0,3 nm (30 GHz) a été observé entre un guide de 5 μm et un guide de 8 μm . Madasamy et al. présentent quant à eux une variation plus conséquente : environ 3 nm (300 GHz) de différence de longueur d'onde entre un guide de 5 μm et un guide de 10 μm .

1.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'introduire les notions de seuil d'oscillation et d'efficacité différentielle de l'étude du comportement en puissance du laser. Les différents types de cavité, ainsi que le comportement fréquentiel associé ont également été analysés. Outre la cavité Fabry-Perot, dans laquelle le milieu actif est inséré entre deux miroirs, les cavités DBR et DFB ont été étudiées. Ces configurations font appel à l'intégration de réseaux de Bragg sur le matériau amplificateur. Finalement, les deux matériaux réalisant une amplification optique pour des longueurs d'ondes de la troisième fenêtre des télécommunications optiques, à savoir le semi-conducteur quaternaire *InGaAsP* et les matrices diélectriques dopées erbium ont été présentés. Dans la seconde partie de ce chapitre, un état de l'art des différents lasers émettant dans la plage en longueurs d'ondes a été réalisé. Outre l'analyse des performances en terme de puissance de seuil et d'efficacité, un regroupement des applications de ces lasers a été effectué en trois catégories : l'intégration d'un modulateur, les lasers accordables et les matrices de lasers.

Cet état de l'art nous a permis de mettre en avant les deux types de lasers utilisés dans les télécommunications par fibre optiques. Premièrement, les lasers DFB sur matériau semi-conducteurs permettent la réalisation de matrices intégrées. Cependant, ces lasers présentent une grande sensibilité aux variations thermiques et un bruit d'intensité important. D'autre part, les lasers DFB réalisés sur fibre optique sont plus stables leurs contreparties sur matériau semi-conducteur. Cependant, la réalisation de matrices de lasers est impossible avec cette configuration. Nous proposons donc l'étude d'une solution alternative : l'optique intégrée sur verre. Les lasers ainsi réalisés peuvent être regroupés en matrice grâce à la configuration planaire employée. De plus, le substrat diélectrique est beaucoup moins sensible aux variations de température qu'un substrat semi-conducteur. Finalement, la longueur de ces composants (quelques centimètres), permet la réalisation de réseaux de Bragg beaucoup plus longs que ceux des lasers sur matériau semi-conducteurs. De ce fait, les caractéristiques en terme de stabilité de la puissance d'émission doivent être supérieures.

Chapitre 2

Réalisation et modélisation d'un guide d'ondes amplificateur en optique intégrée sur verre

Sommaire

2.1 Introduction	37
2.2 Amplification dans une matrice vitreuse dopée erbium et ytterbium	38
2.3 Réalisation et caractérisation des guides d'ondes amplificateurs	49
2.4 Modélisation des guides d'ondes amplificateurs	58
2.5 Mesure de l'homogénéité du gain	67
2.6 Conclusion	70

2.1 Introduction

Ce chapitre présente la réalisation, la caractérisation et la modélisation des guides d'ondes amplificateurs réalisés par échange d'ions dans un verre phosphate codopés erbium - ytterbium. Après une présentation des substrats utilisés, nous analysons les différentes transitions atomiques intervenant dans le phénomène d'amplification. Les caractéristiques spectroscopiques du verre permettant la description de ces interactions photon - matière sont alors mesurées.

Dans la seconde section, nous introduisons l'effet du confinement de la lumière dans le guide d'ondes sur le comportement amplificateur du matériau. Le principal avantage de ce confinement est la possibi-

lité d'atteindre des gains importants. Par contre, l'intensité lumineuse se répartit sur les différents modes de propagation supportés par le guide d'ondes. Puisque nous utilisons simultanément deux longueurs d'ondes, la configuration guidée amène donc des problèmes de recouvrement entre le mode de pompe et celui de signal. Il est donc nécessaire de modéliser le guide d'ondes pour tenir compte de ces phénomènes et déterminer de manière précise le comportement de l'amplificateur. Ce modèle nécessite des entrées expérimentales, c'est pourquoi nous caractérisons la répartition d'intensité lumineuse dans les guides d'ondes réalisés, puis le gain de l'amplificateur dans différentes conditions de pompage et de saturation.

Dans la dernière section, nous déterminons les paramètres du modèle d'amplification qui n'ont pas pu être obtenus par mesure directe, ou sur lesquels il existe une incertitude trop importante. L'approche précédemment utilisée au laboratoire dans le travail de thèse de S. Blaize [64] néglige le coefficient d'up-conversion. Nous montrons que cette hypothèse conduit à un bon accord du modèle avec le gain petit signal mesuré expérimentalement, mais ne décrit pas correctement le gain mesuré en signal fort. Or, il est nécessaire de décrire précisément le phénomène de saturation de l'amplificateur par le signal, puisqu'il fixe la puissance de sortie du laser. Nous devons alors revenir sur l'hypothèse simplificatrice du modèle qui consiste à négliger le coefficient d'up-conversion. Les paramètres inconnus du modèle sont alors déterminés en tenant compte de cette nouvelle variable. Nous nous appuyons pour cela non seulement sur les mesures de gain en petit signal, mais également en signal fort.

2.2 Amplification dans une matrice vitreuse dopée erbium et ytterbium

Comme nous l'avons présenté au cours du chapitre I, il existe plusieurs types de matériaux permettant d'amplifier les longueurs d'ondes situées dans la gamme $1,4 \mu m - 1,6 \mu m$. Nous nous intéressons ici aux matériaux vitreux dopés avec de l'erbium et de l'ytterbium.

2.2.1 Présentation du substrat utilisé

Le substrat dans lequel sont réalisés les guides d'ondes amplificateurs est un verre phosphate développé spécialement pour Teem-Photonics. Outre ses excellentes propriétés amplificatrices, ce verre a été conçu pour permettre la réalisation de guides d'ondes par échanges d'ions argent - sodium. La nature amplificatrice est obtenue grâce aux ions Er^{3+} et Yb^{3+} insérés dans la matrice vitreuse et dont les concentrations sont de $2,5 \cdot 10^{26} m^{-3}$ pour chacun des dopants.

Le spectre d'absorption du verre nous a été fourni par Teem-Photonics. Il a été mesuré sur un échantillon de verre de quelques millimètres. Celui-ci est placé devant un faisceau lumineux polychromatique et le spectre transmis est analysé grâce à un monochromateur, une référence étant faite avec un échantillon non dopé de même dimension. Le spectre d'absorption obtenu après normalisation est reporté sur la figure 2.1.

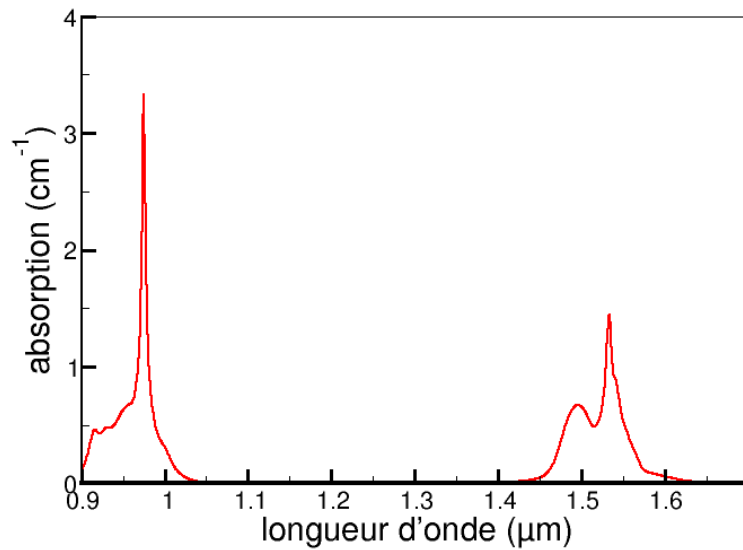


FIG. 2.1: Mesure de l'absorption du verre dopé erbium et ytterbium

Les pics d'absorption présents aux longueurs d'ondes 976 nm et 1534 nm sont dus à la présence des ions ytterbium et erbium présents dans la matrice vitreuse. L'absorption maximale à la longueur d'onde 976 nm est de $3,3 \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond à environ 15 dB.cm^{-1} .

2.2.2 Interaction photon-matière

2.2.2.1 Niveaux atomiques et transitions

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'atome d'erbium seul. Ses niveaux d'énergie électronique utilisés pour l'amplification optique sont représentés sur la figure 2.2.

A température ambiante, il s'agit d'un système à trois niveaux. L'émission stimulée a lieu entre le niveau métastable $^4I_{13/2}$ et le niveau fondamental $^4I_{15/2}$. Le pompage est le processus qui amène l'atome du

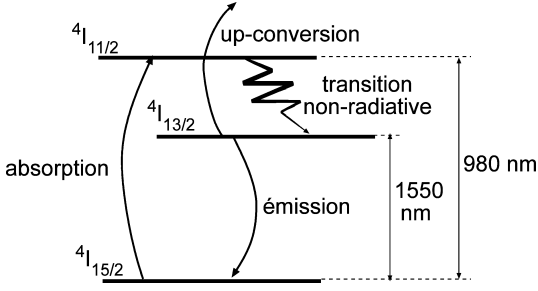


FIG. 2.2: Représentation simplifiée des niveaux d'énergie électronique de l'atome d'erbium intervenant dans l'amplification à $\lambda = 1,55\mu m$

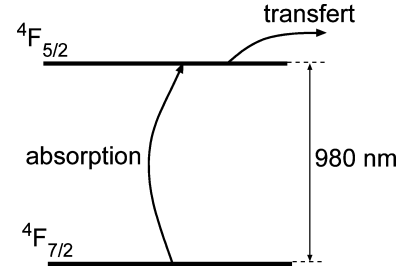


FIG. 2.3: Représentation simplifiée des niveaux d'énergie électronique de l'atome d'ytterbium intervenant dans l'amplification

niveau fondamental vers le niveau métastable. Il est réalisé de manière optique, traditionnellement dans le cas de l'erbium à une longueur d'onde de 980 ou de 1480 nm.

Dans le cas d'un pompage à la longueur d'onde 980 nm, l'efficacité d'absorption de l'erbium est relativement faible, ce qui conduit à des longueurs d'absorption d'une dizaine de centimètres. Pour réaliser des amplificateurs efficaces plus courts, l'ajout d'ions ytterbium est nécessaire. Le schéma simplifié de ses niveaux d'énergie électroniques mis en jeu est représenté sur la figure 2.3. L'absorption des photons de pompe conduit à un passage des électrons du niveau fondamental $4F_{7/2}$ vers le niveau excité $4F_{5/2}$. Si l'ion ytterbium dans cet état est suffisamment proche d'un ion erbium dans l'état fondamental, il peut y avoir un transfert d'énergie. Ce transfert fait passer l'ion ytterbium de l'état excité à l'état fondamental, et inversement pour l'ion erbium. Dans des verres optimisés, l'efficacité de ce transfert peut atteindre 95% [47]. L'intérêt de l'ion ytterbium réside dans sa forte bande d'absorption à la longueur d'onde 980 nm où est réalisé le pompage optique. Des verres contenant des dopages importants en ytterbium permettent ainsi la réalisation d'amplificateurs efficaces pour des longueurs de l'ordre du centimètre [65].

2.2.2.2 Probabilités de transition

Les différentes transitions possibles dans le système erbium-ytterbium ayant été décrites de manière qualitative, nous nous intéressons à présent à la probabilité que ces transitions aient lieu. Les populations interagissant dans ce problème sont de deux natures : les populations d'atomes, et celle de photons. Dans les deux cas, nous considérons des densités spatiales de populations, de dimensions m^{-3} , notées $\mathcal{N}$ pour les densités photoniques et N pour les densités atomiques. Ces grandeurs sont mesurées en un point

(x, y, z) donné et dans un volume de dimension (dx, dy, dz) suffisamment faible pour que toutes les grandeurs soient constantes dans ce volume. Nous exprimons ainsi les densités de probabilités qu'une transition ait lieu au cours du temps, de dimension $m^{-3}s^{-1}$.

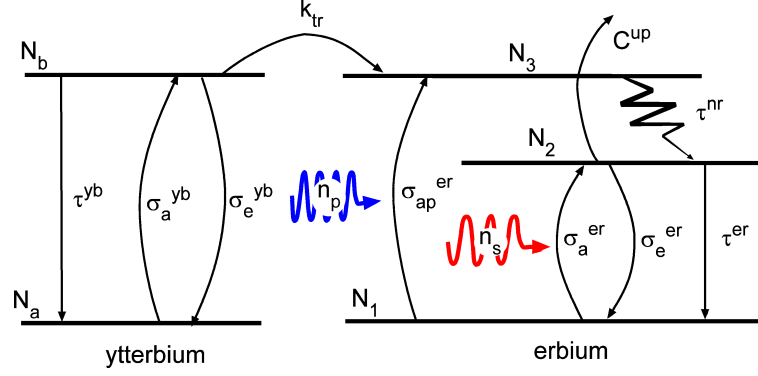


FIG. 2.4: Notations utilisées pour la modélisation de l'amplificateur erbium - ytterbium

La figure 2.4 présente les niveaux d'énergie électroniques des atomes de l'erbium et d'ytterbium, accompagnés des notations utilisées lors de la modélisation.

- Absorption : cette transition est induite par un photon. Sa densité de probabilité est proportionnelle à la densité de population du niveau fondamental N_1 et au flux de photons Φ . Ce flux est lié à la densité $\mathcal{N}$ de photons par la relation $\Phi = \frac{\mathcal{N}c}{n}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du matériau. La densité de probabilité d'absorption s'écrit donc :

$$W_{ab} = \sigma_a N_1 \Phi = \sigma_a N_1 \frac{\mathcal{N}c}{n} \quad (2.1)$$

σ_a est la section efficace d'absorption. Dans notre cas, trois absorptions différentes peuvent avoir lieu. La première, de densité de probabilité W_{ab3}^{er} , correspond à l'absorption d'un photon de pompe par un atome d'erbium dans l'état fondamental. La densité de probabilité W_{ab2}^{er} est celle de l'absorption d'un photon de longueur d'onde 1534 nm par un atome d'erbium initialement dans l'état fondamental, l'amenant à l'état métastable. Finalement, l'absorption d'un photon de pompe par un atome d'ytterbium dans l'état fondamental possède une densité de probabilité notée W_{ab}^{yb} .

$$\begin{aligned} W_{ab3}^{er} &= N_1 \sigma_{a3}^{er} \frac{\mathcal{N}_p c}{n} \\ W_{ab2}^{er} &= N_1 \sigma_{a2}^{er} \frac{\mathcal{N}_s c}{n} \\ W_{ab}^{yb} &= N_a \sigma_a^{yb} \frac{\mathcal{N}_p c}{n} \end{aligned}$$

- Emission stimulée : la probabilité de cet événement est proportionnelle au nombre d'atomes dans l'état excité et au flux de photons. sa densité s'écrit :

$$W_{st} = \sigma_e N_2 \Phi = \sigma_e N_2 \frac{\mathcal{N}_c}{n} \quad (2.2)$$

σ_e est la section efficace d'émission. L'émission stimulée peut avoir lieu à partir du niveau $^4F_{5/2}$ de l'ytterbium ou du niveau $^4I_{13/2}$ de l'erbium :

$$\begin{aligned} W_{st}^{er} &= N_2 \sigma_e^{er} \frac{\mathcal{N}_s^c}{n} \\ W_{st}^{yb} &= N_b \sigma_e^{yb} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} \end{aligned}$$

- Désexcitation spontanée : cette fois-ci, la densité de probabilité est uniquement proportionnelle à la densité de population du niveau métastable. Le coefficient de proportionnalité est exprimé comme l'inverse de la durée de vie τ_2 de l'atome dans l'état métastable :

$$W_{st} = N_2 \frac{1}{\tau_2} \quad (2.3)$$

La transition vers le niveau fondamental peut s'effectuer de façon radiative ou non-radiative. Dans le premier cas, un photon d'énergie $E_2 - E_1$ est émis, et dans le second, l'énergie est libérée sous forme de phonons. Les durées de vies mises en jeu sont alors notées respectivement τ_r et τ_{nr} . Elles sont liées à la durée de vie du niveau excité par :

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.4)$$

La mesure de durée de vie τ_2 du niveau excité à l'avantage de regrouper les probabilités de désexcitation radiative et non radiative et correspond de fait à la décroissance de la population du niveau d'énergie. Les probabilités de désexcitation spontanée à partir des niveaux $^4F_{5/2}$ de l'ytterbium et $^4I_{13/2}$ de l'erbium s'écrivent :

$$\begin{aligned} W_{sp}^{er} &= N_2 \frac{1}{\tau_{er}} \\ W_{sp}^{yb} &= N_b \frac{1}{\tau_{yb}} \end{aligned}$$

- Transfert d'énergie : ce phénomène fait appel à un ion ytterbium et un ion erbium voisins, dont le premier cède son énergie au second. La probabilité de cette transition est proportionnelle à la population du niveau excité de l'atome donneur et à celle du niveau fondamental de l'atome accepteur. Elle s'écrit :

$$W_{tr} = k_{tr} N_b N_1$$

où k_{tr} est le coefficient de transfert.

- Up-conversion homogène : ce phénomène se produit entre deux ions erbium. les deux transitions les plus fréquentes sont :
 - deux ions dans l'état métastable $^4I_{13/2}$, l'ion donneur passant dans l'état fondamental $^4I_{15/2}$ et l'ion accepteur dans l'état excité $^4I_{9/2}$.
 - deux ions dans l'état $^4I_{11/2}$, l'ion accepteur passant dans ce cas à l'état $^4F_{7/2}$.

Le premier cas est plus fréquent puisque la population du niveau métastable $^4I_{13/2}$ est généralement plus importante que celle du niveau de pompe $^4I_{11/2}$. La probabilité de cette transition est proportionnelle au carré de la population du niveau considéré de l'erbium :

$$W_{up} = C_{up}(N_2)^2$$

$$W_{up^3} = C_{up^3}(N_3)^2$$

où C_{up} est le coefficient d'"up-conversion" homogène.

- Absorption à partir d'un état excité (ESA) : Ceci consiste en l'absorption d'un photon de pompe ou de signal par un atome dans un état initial excité. Le phénomène le plus probable se produit à partir du niveau de pompe $^4I_{11/2}$ de l'erbium lors de l'absorption d'un photon de longueur d'onde 980 nm. L'électron est alors transféré sur le niveau excité $^4F_{7/2}$ [29]. La probabilité de cette transition est proportionnelle à la population du niveau $^4I_{11/2}$ de l'erbium et au flux de pompe :

$$W_{esa} = N_3 \sigma_{esa} \frac{\mathcal{N}_p c}{n}$$

où σ_{esa} est la section efficace de capture d'un photon de pompe par un atome d'erbium dans l'état excité $^4I_{11/2}$.

2.2.2.3 Equations de populations simplifiées

Pour simplifier le modèle, nous faisons l'hypothèse que la population du niveau excité $^4I_{11/2}$ est nulle, puisque les électrons arrivant sur ce niveau sont transférés vers le niveau métastable $^4I_{13/2}$ de façon quasi-instantanée pour les matrices utilisées [29]. La même approximation est utilisée pour les niveaux excités d'énergie supérieure. Ceci nous permet de négliger un grand nombre de phénomènes parasites, dont l'absorption à partir du niveau de pompe, l'up-conversion à partir du niveau de pompe et le "back-transfert". Les équations d'évolution de population pour chaque état considéré sont les suivantes :

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\sigma_{a3}^{er}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} + N_2\sigma_e^{er}\frac{\mathcal{N}_{sc}}{n} - N_1\sigma_{a2}^{er}\frac{\mathcal{N}_{sc}}{n} - k_{tr}N_bN_1 + C_{up}(N_2)^2 \quad (2.5a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1\sigma_{a3}^{er}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} - N_2\sigma_e^{er}\frac{\mathcal{N}_{sc}}{n} + N_1\sigma_{a2}^{er}\frac{\mathcal{N}_{sc}}{n} + k_{tr}N_bN_1 - C_{up}(N_2)^2 \quad (2.5b)$$

$$\frac{dN_a}{dt} = -N_a\sigma_a^{yb}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} + N_b\sigma_e^{yb}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} + k_{tr}N_bN_1 \quad (2.5c)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = N_a\sigma_a^{yb}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} - N_b\sigma_e^{yb}\frac{\mathcal{N}_{pc}}{n} - k_{tr}N_bN_1 \quad (2.5d)$$

2.2.3 Caractérisations spectroscopiques du verre amplificateur

2.2.3.1 Mesure de la section efficace d'absorption

La courbe d'absorption du matériau amplificateur 2.1 contient deux pics d'absorption. Le premier est centré sur la longueur d'onde 976 nm, et est dû à la somme des absorptions de l'erbium et de l'ytterbium. Les transitions électroniques mises en jeu sont $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ pour l'erbium et $^4F_{7/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$ pour l'ytterbium. Il est impossible avec cette seule mesure de séparer chacune des contributions. Le pic centré sur la longueur d'ondes 1534 nm est quant à lui uniquement dû aux atomes d'erbium. Il correspond à la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$.

A partir du spectre d'absorption, il est possible de calculer la section efficace d'absorption. Celle-ci est en effet reliée à l'absorption d'un flux lumineux de puissance P intégrée sur une distance L par [29] :

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{1}{N_1 L} \ln \frac{P(\lambda, L)}{P(\lambda, 0)} \quad (2.6)$$

Puisque la mesure est effectuée avec une faible densité de puissance incidente (de l'ordre du mW sur une section de 1 mm²), nous pouvons considérer que tous les atomes d'erbium sont dans l'état fondamental, et qu'ainsi N_1 vaut N_T , la densité totale en ions erbium. Les sections efficaces d'absorption autour des longueurs d'ondes 980 nm et 1550 nm sont représentées sur les figures 2.5 et 2.6. La section efficace d'absorption au pic vaut 5,7.10⁻²⁵ m² à la longueur d'onde 1534 nm et 13,3.10⁻²⁵ m² à la longueur d'onde 976 nm. Pour séparer la contribution de l'erbium de celle de l'ytterbium, nous nous basons sur la littérature [66], qui donne une valeur de 1,9.10⁻²⁵ m² pour la section efficace d'absorption de l'erbium dans la bande située autour de la longueur d'onde 976 nm. La section efficace d'absorption de l'ytterbium dans cette même gamme de longueurs d'ondes vaut donc 11,4.10⁻²⁵ m².

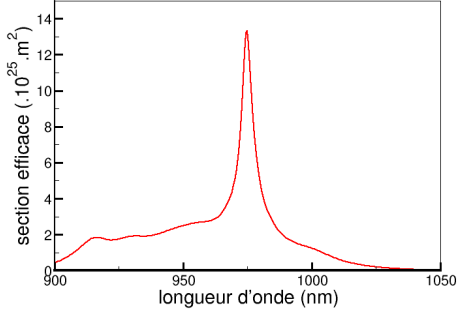


FIG. 2.5: Section efficace d'absorption de l'erbium et de l'ytterbium pour les transitions $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ et $^4F_{7/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$

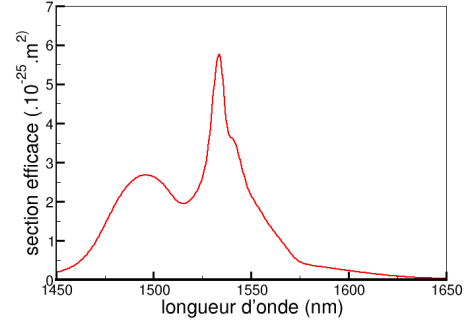


FIG. 2.6: Section efficace d'absorption de l'erbium pour la transition $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$

2.2.3.2 Mesure de la section efficace d'émission

Comme nous avons relié la section efficace d'absorption au spectre d'absorption, nous déterminons la section efficace d'émission à partir du spectre de fluorescence. La mesure de ce dernier autour de la longueur d'onde 1550 nm est réalisée de la manière suivante : l'échantillon est pompé à la longueur d'onde 980 nm, et la lumière émise par fluorescence entre 1,4 et 1,6 μm est collectée. Les spectres d'émission présentés sur la figure 2.7 correspondent aux mesures effectuées dans la configuration guidée et non guidée, normalisées de sorte que l'aire des spectres soit unitaire.

Pour obtenir le spectre correspondant uniquement à l'émission spontanée, il est nécessaire d'effectuer cette caractérisation sur une longueur faible. Le spectre en configuration non-guidée a ainsi été obtenu en pompant l'échantillon par la tranche de l'échantillon, la longueur de matériau traversé est alors 1,5 mm. Par contre, si l'on augmente la longueur de matériau traversé, l'émission spontanée peut être amplifiée ou absorbée. C'est le cas sur le spectre mesuré en configuration guidée, où la longueur est de 3 cm. Puisque le gain est supérieur à la longueur d'onde 1534 nm, l'émission spontanée y est plus amplifiée. De ce fait, le spectre obtenu est déformé.

La lumière de fluorescence est émise dans toutes les directions, et l'on n'en récupère donc qu'une partie. De ce fait, il est impossible de normaliser le spectre d'émission par rapport à l'ensemble de la puissance émise par fluorescence. La détermination de la section efficace d'émission à partir du spectre d'émission seul nécessite donc d'utiliser la théorie de McCumber [67]. Cette dernière, présentée dans l'annexe A, utilise une modélisation de la structure fine des niveaux atomiques de l'erbium. La section efficace

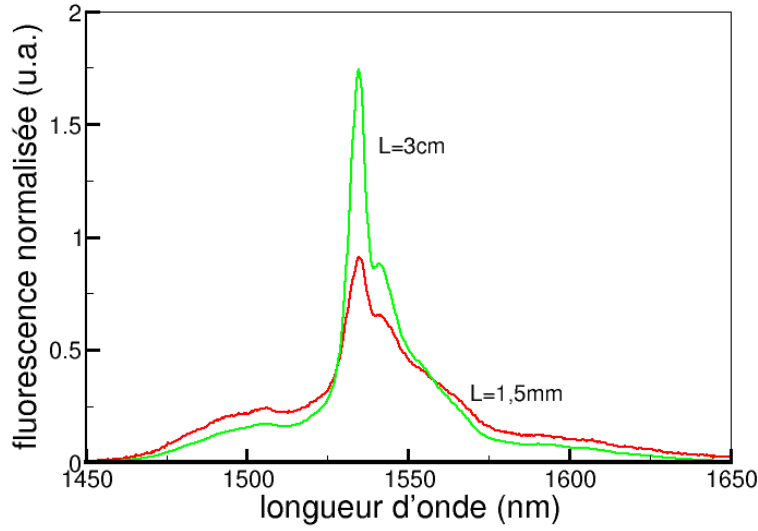


FIG. 2.7: Mesure de la fluorescence du verre dopé erbium et ytterbium

d'émission de l'erbium ainsi calculée est reportée sur la figure 2.8. La section efficace d'émission maximale vaut $6,5 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$ à la longueur d'onde 1534 nm .

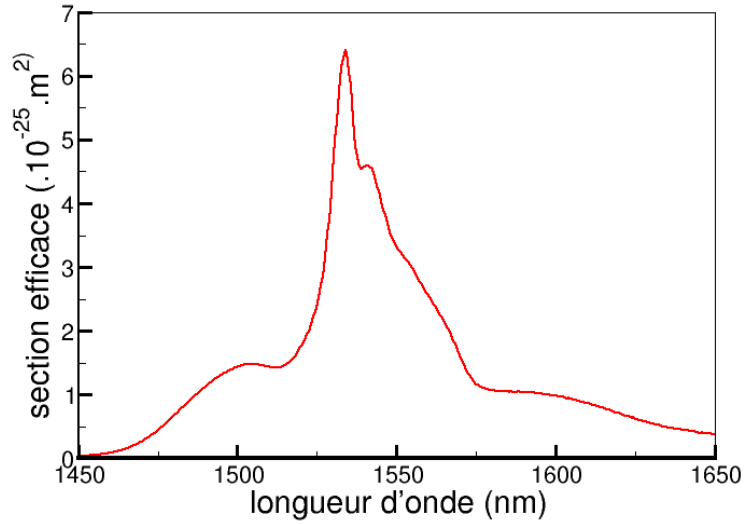


FIG. 2.8: Section efficace d'émission calculée grâce au modèle de McCumber

Pour mesurer l'émission de l'ytterbium autour de la longueur d'onde 980 nm , l'échantillon doit être pompé à une longueur d'onde plus courte, et nous n'avons pas pu mener à bien cette expérience au laboratoire. La section efficace d'émission de l'ytterbium à la longueur d'onde 980 nm est donc considérée

égale à celle d'absorption. Il s'agit d'une approximation couramment employée dans la littérature [66].

2.2.3.3 Mesure de la durée de vie du niveau métastable

La durée de vie du niveau métastable peut être mesurée via l'observation de la décroissance de l'intensité de fluorescence lorsque l'on stoppe brusquement le pompage du matériau. Le montage expérimental permettant d'effectuer cette caractérisation est schématisé sur la figure 2.9.

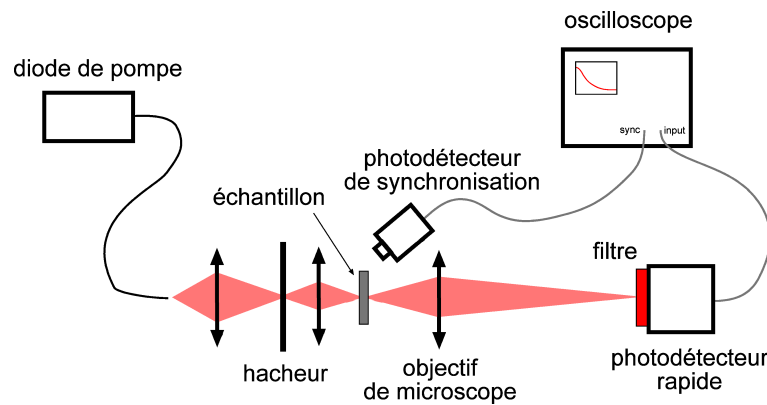


FIG. 2.9: Montage utilisé pour la mesure de durée de vie

Le faisceau de pompe est envoyé sur l'échantillon via un hacheur. L'intensité lumineuse sortant de l'échantillon est collectée par un photodétecteur rapide muni d'un filtre destiné à couper le flux de pompe tout en laissant passer les longueurs d'ondes situées autour de 1550 nm . Le signal électrique issu du photodétecteur est recueilli par un oscilloscope numérique synchronisé sur le hacheur. Cette synchronisation est réalisée grâce à un second photodétecteur qui collecte le flux de pompe diffusé par l'échantillon. Le système qui hache le flux de pompe doit posséder deux caractéristiques. Premièrement, sa période doit être suffisamment longue pour que le matériau puisse atteindre une inversion totale durant la phase d'illumination. Deuxièmement, la transition entre l'état passant et l'état bloquant doit être beaucoup plus rapide que le phénomène observé, à savoir la décroissance de la fluorescence. Le temps de décroissance du hacheur peut être mesuré sur le signal du photodétecteur de synchronisation, il est dans notre cas de $50\text{ }\mu\text{s}$.

le résultat de la mesure est reporté sur la figure 2.10. Le signal détecté est tracé en échelle logarithmique en fonction du temps. Une interpolation des points de mesure par une droite donne une durée de vie

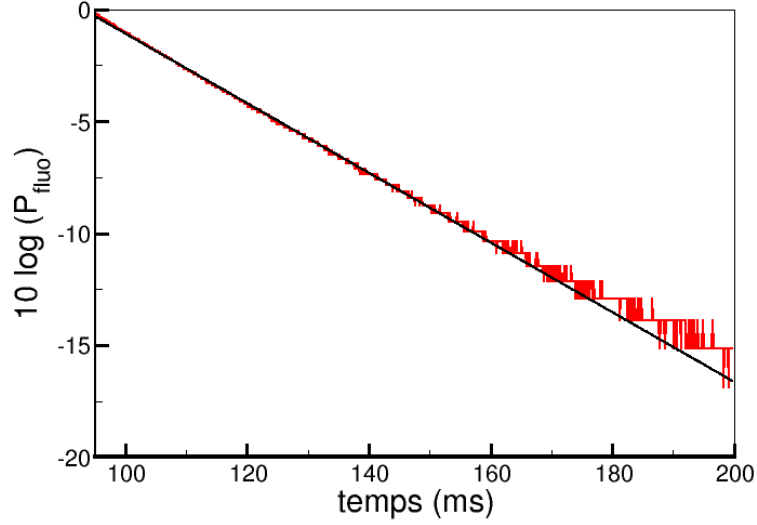


FIG. 2.10: Mesure de la durée de vie du niveau métastable

de $6,5 \pm 0,1 \text{ ms}$. Dans cette expérience, l'évolution de la fluorescence permet de mesurer la variation de la population du niveau métastable. Le temps caractéristique que l'on déduit de cette caractérisation correspond donc à la durée de vie du niveau métastable, que nous avons précédemment notée τ_2 et qui englobe les désexcitations radiatives et non-radiatives.

2.2.3.4 Mesure de l'efficacité du transfert erbium $\rightarrow$ ytterbium et du coefficient d'up-conversion

Les mesures de sections efficaces et de durée de vie du niveau métastable présentées précédemment sont des caractérisations spectroscopiques relativement courantes et bien maîtrisées. Par contre, la mesure de l'efficacité de transfert de l'ytterbium vers l'erbium et du coefficient d'up-conversion homogène sont plus délicates, et n'ont été étudiées que par un nombre restreint de groupes de recherches. Bien que nous n'ayons pas pu réaliser ces caractérisations, nous reportons ici les résultats reportés par Hwang et al. [68]. Ces résultats sont en effet obtenus sur des verre phosphates semblables à ceux que nous employons. De ce fait, les mesures obtenues par ces auteurs permettent de fixer l'ordre de grandeur des coefficients de transfert et d'up-conversion de nos verres.

Les valeurs de coefficients de transferts mesurées par les Hwang et al. varient entre 0,4 et $1,1 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. La valeur de ce paramètre dépend linéairement de la concentration en ions ytterbium pour des valeurs de N_{yb} comprises entre 2 et $6 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$. Les valeurs de coefficient d'up-conversion sont comprises entre 0,8 et $1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. C_{up} varie linéairement avec la concentration en ions erbium, ici comprise entre

2 et $4.10^{26}m^{-3}$.

2.3 Réalisation et caractérisation des guides d'ondes amplificateurs

2.3.1 Réalisation et caractérisation des guides d'ondes

2.3.1.1 Réalisation des guides d'ondes

Les guides d'ondes sont réalisés dans des substrats de verre phosphate dopés en ions erbium et ytterbium. Ces substrats sont de forme circulaire de 6 *cm* de diamètre et 1,5 *mm* d'épaisseur. Sur une telle surface, il est possible de réaliser une centaine de guides d'ondes espacée de 250 μm .

L'échange d'ions est la méthode la plus couramment utilisée pour la réalisation de guides d'ondes sur substrat vitreux. Cette technique consiste à faire diffuser dans le substrat une espèce ionique présente dans un bain de sel liquide. En échange, un ion initialement lié à la matrice vitreuse du substrat diffuse jusqu'au bain. En effet, le verre est composé de nombreux constituants, liés entre eux avec des forces plus ou moins importantes. Parmi ces espèces chimiques, certains cations sont faiblement liés à la matrice, et deviennent donc mobiles lorsqu'on s'approche de la température de transition vitreuse T_g du verre. Dans les verres couramment utilisés, ces espèces mobiles sont l'ion sodium Na^+ et/ou l'ion potassium K^+ . La neutralité électrique devant être conservée, les ions échangés ne peuvent être que des cations. Pour assurer une diffusion suffisamment rapide, l'échange doit avoir lieu à des températures de l'ordre du T_g du verre, tout en y restant inférieur pour éviter d'endommager le matériau.

Une condition nécessaire pour réaliser un guide d'onde est la création d'une zone d'indice de réfraction plus élevé, ce qui implique certaines restrictions sur les ions substitués à ceux du verre. L'indice de réfraction d'un matériau diélectrique dépend à la fois de sa densité et de la polarisabilité des espèces qui le composent. Ainsi, une augmentation d'indice sera possible soit par l'inclusion d'ions de rayon plus élevé que les ions initialement présents dans la matrice, soit de polarisabilité plus importante. Le tableau 2.1 liste les différentes espèces les plus utilisées en optique intégrée, ainsi que leur rayon ionique et leur polarisabilité.

Le verre que nous utilisons contient des ions sodium, les échanges au potassium, à l'argent et au thallium sont donc envisageables. Dans tous les cas, le rayon ionique de l'ion entrant est légèrement supérieur à

Ion	Polarisabilité ($\text{\AA}^3$)	Rayon ionique ($\text{\AA}$)
Na^+	0,43	0,95
K^+	1,33	1,33
Ag^+	2,4	1,26
Tl^+	5,2	1,49

TAB. 2.1: Taille et polarisabilité des cations couramment utilisés pour l'échange d'ions.

celui de l'ion sodium, ce qui crée une différence d'indice positive et des contraintes mécaniques dans la matrice vitreuse. Le changement d'indice par différence de polarisabilité permet d'atteindre des différences d'indice atteignant 0,2 dans certains verres avec l'ion thallium et 0,1 pour l'ion argent. La différence d'indice créée par l'échange sodium-potassium est quant à elle majoritairement déterminée par la différence de rayon ionique et est de l'ordre de 10^{-2} . Nous avons choisi l'échange sodium-argent car c'est la technologie maîtrisée par Teem-Photonics, permettant ainsi la réalisation de guides d'ondes amplificateurs à fort gain.

Dans les échanges à l'argent classiques, un dépôt d'argent métallique se forme en surface des guides d'ondes, dû à la réduction des ions argent. Cette précipitation conduit à des pertes optiques dues à la forte absorption de l'argent métallique. Cet écueil peut être évité grâce à une optimisation du bain dans lequel est réalisé l'échange d'ions. Teem-Photonics maîtrise cette technologie, de sorte qu'il leur est possible de nous fournir des guides d'ondes échangés à l'argent avec une faible profondeur d'enterrage et sans pertes.

2.3.1.2 Caractérisations des guides d'ondes

Généralement, la caractérisation des pertes d'un guide d'onde s'effectue par la méthode des recoups successives. Celle-ci consiste à effectuer des mesures de pertes par insertion en réduisant peu à peu la longueur du composant. Il s'agit donc d'une méthode destructive, mais qui permet de séparer les pertes de couplage des pertes par propagation. Dans notre cas, les pertes par propagation des guides d'ondes ont été mesurées sur un guide d'onde de 15 cm enroulé sur lui-même. Étant donnée la longueur du guide, les pertes par couplage sont faibles devant les pertes par propagation et sont donc négligées. La valeur mesurée des pertes par propagation est ainsi inférieure à $0,1 \text{ dB.cm}^{-1}$ pour des longueurs d'onde comprises entre 1 et $1,5 \mu\text{m}$.

Il est possible d'obtenir une image directe de la répartition d'intensité lumineuse dans un guide d'ondes grâce à la méthode du champ proche. Pour cela, un faisceau lumineux est injecté dans le guide d'ondes, puis une image de l'arête de sortie du guide d'ondes est réalisée. L'image est focalisée via un objectif de microscope dont le plan objet est situé sur l'arête de sortie du guide et le plan image sur une caméra. Cette caractérisation permet de mesurer la taille du mode guidé si le guide d'ondes est monomode. Les aberrations introduites par l'objectif de microscope induisent une erreur de mesure de 20%.

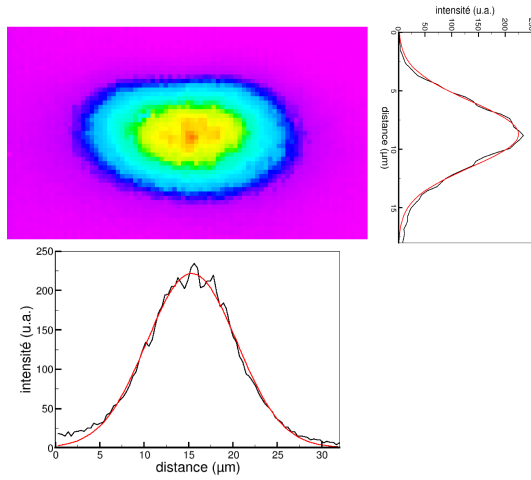


FIG. 2.11: Champ proche mesuré à la longueur d'onde 1550 nm

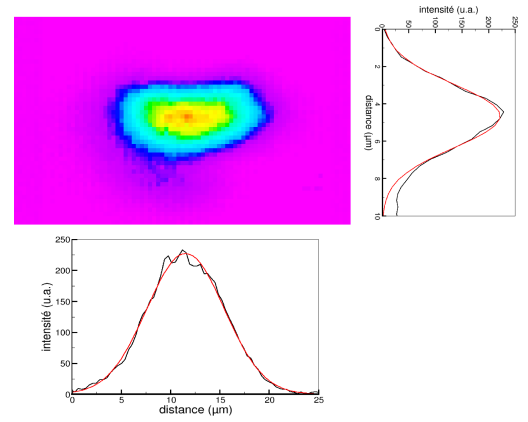


FIG. 2.12: Champ proche mesuré à la longueur d'onde 980 nm

Nous avons réalisé des mesures de champ proche aux deux longueurs d'ondes qui nous intéressent dans le cadre de l'amplification : 1015 nm et 1550 nm. Les images mesurées sont reportées sur les figures 2.11 pour la longueur d'onde 1550 nm et 2.12 pour la longueur d'onde 1015 nm. Le premier champ proche est mesuré à la longueur d'ondes 1015 nm et non 980 nm pour éviter que la fluorescence à 1550 nm ne vienne se superposer à l'image.

Pour déterminer la taille des modes, nous considérons que le profil du champ d'un guide d'ondes monomode est un produit de deux gaussiennes. Le profil d'intensité selon la selon l'un des axes est donc interpolé par une gaussienne au carré, dont on mesure la largeur à $1/e^2$. Cette forme correspond bien aux profils mesurés expérimentalement, puisque les quatre interpolations sont réalisées avec un coefficient de corrélation supérieur à 0,995. A la longueur d'onde 1550 nm, nous avons mesuré une taille de mode de $10,1 \times 5,5 \mu m$, et de $8,1 \times 3,6 \mu m$ à la longueur d'onde 1015 nm. Cette observation est cohérente avec

la théorie de l'optique guidée qui prévoit un meilleur confinement du champ optique pour des longueurs d'ondes plus courtes. L'incertitude sur ces mesures provient essentiellement de la qualité de l'objectif de microscope utilisé pour focaliser l'image sur la caméra. Dans notre cas, l'erreur relative sur les mesures de la taille des champs vaut 20%.

Lors de l'acquisition du champ proche à la longueur d'onde de $1015 \mu m$, nous avons constaté que le guide d'onde supporte deux modes. Cette caractéristique est désirée puisqu'elle permet une amélioration du gain dans le guide d'ondes amplificateur. L'image que nous obtenons correspond alors à une superposition des deux modes. Le profil d'intensité mesuré est néanmoins significatif puisque l'amplification n'est pas sensible à la phase de l'onde guidée, mais uniquement à son intensité.

2.3.2 Avantages et inconvénients de la configuration guidée pour l'amplification optique

Le confinement de l'onde optique a un effet important sur le gain de l'amplificateur. L'optique guidée permettant d'atteindre des confinements importants, son utilisation peut donc autoriser l'obtention du gain maximum pour un matériau amplificateur donné. Cependant, l'amplification n'a lieu que si le faisceau optique à amplifier se trouve dans la zone du matériau où règne l'inversion de population. L'utilisation de la double hétéro-jonction dans les matériaux semi-conducteurs permet de résoudre ce problème. Qu'en est-il dans le cas des matériaux dopés erbium ?

Les amplificateurs à base de matériaux diélectriques codopés erbium et ytterbium utilisent un pompage optique à la longueur d'onde $980 nm$. Cette longueur d'onde est relativement éloignée de celle du signal, ce qui a des conséquences lorsqu'elles doivent cohabiter dans un même guide d'ondes. En effet, l'extension spatiale du mode à la longueur d'onde de pompe $980 nm$ est différente de celle du mode signal à $1550 nm$. Considérons un guide d'ondes monomode à ces deux longueurs d'ondes. Le schéma 2.13 représente les répartitions d'intensité lumineuse, d'inversion de population et de gain dans un tel guide d'ondes.

Puisque l'erbium possède un schéma de pompage à trois niveaux, l'inversion de population est négative dans les zones où l'intensité de pompe est inférieure à l'intensité de pompe de transparence. Le gain à la longueur d'onde du signal est proportionnel à l'intensité du signal multipliée par l'inversion de population. Ainsi, au centre du guide d'onde, où il existe à la fois une intensité de signal importante et

une inversion de population positive, le gain est positif. Par contre, la partie externe du mode guidé à la longueur d'onde 1550 nm se propage dans un matériau non inversé. A cet endroit, le gain est donc négatif, ce qui signifie que le signal est absorbé.

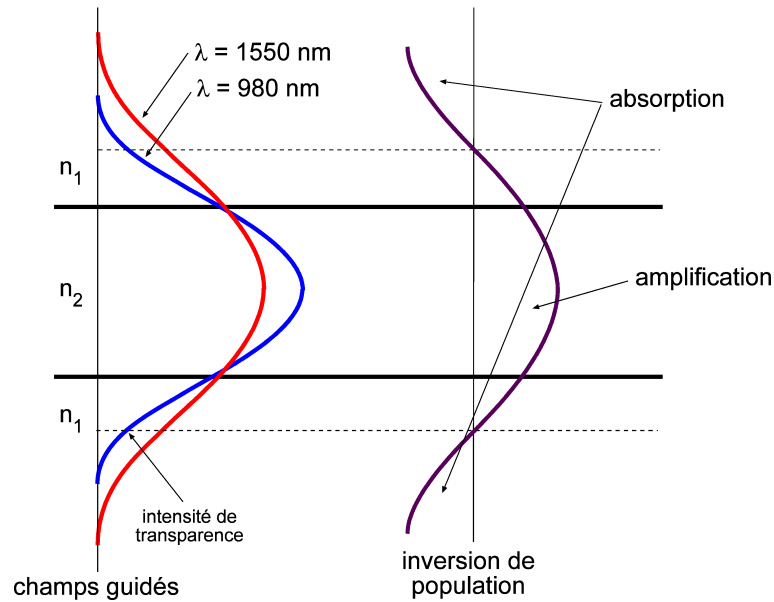


FIG. 2.13: Répartitions d'intensités et amplification dans un guide d'ondes

Pour pallier à ce problème, il est possible de concevoir des guides d'ondes monomodes à la longueur d'onde 1,55 μm et bimodes à la longueur d'onde de pompe. Dans cette configuration, le second mode de pompe, plus étalé, assure une inversion de population même sur l'extérieur du guide d'ondes. C'est le cas des guides d'ondes que nous avons utilisés, comme cela a été montré dans la section précédente.

2.3.3 Modélisation des guides d'ondes amplificateurs

Plusieurs options sont envisageables pour modéliser le guide d'ondes. Il est tout d'abord possible de modéliser la structure d'indice du guide d'onde. Cette approche permet d'accéder aux cartes de champs pour les longueurs d'ondes du signal et de la pompe. Cependant, la connaissance de la structure d'indice du guide d'onde, relativement aisée dans le cas des guides à saut d'indice, l'est beaucoup moins pour les guides à gradient d'indice tels que ceux réalisés par échange d'ions. Nous avons donc préféré une méthode plus directe, qui consiste à utiliser des cartes de champ gaussiennes, dont la taille est donnée grâce aux mesures de champs proches.

Cependant, vu l'incertitude de 20% sur les mesures réalisées, les deux paramètres définissant la forme du mode sont considérés comme des paramètres libres dans le modèle. Dans le but de minimiser le nombre de ces paramètres libres, nous nous proposons de modéliser la carte de champ des modes par un seul paramètre. Pour ce faire, nous observons que les ellipticités des cartes de champ aux longueurs d'ondes 1015 nm et 1550 nm sont proches : elles valent respectivement 2,2 et 1,8. Or, le recouvrement entre deux modes de même ellipticité ne dépend que très peu de cette dernière. Le comportement amplificateur du guide d'ondes étant essentiellement basé sur le recouvrement entre les modes de signal et de pompe, nous faisons l'hypothèse qu'il est possible de modéliser correctement le guide d'ondes en utilisant des cartes de champ d'ellipticité 1. Chaque mode est alors décrit par un unique paramètre : sa largeur à $1/e^2$ ω . La carte d'intensité du mode s'exprime alors par :

$$I^N(x, y) = \frac{2}{\pi\omega^2} \left[\exp^{-\frac{x^2+y^2}{\omega^2}} \right]^2$$

La valeur du paramètre ω est choisie pour chaque mode comme étant la moyenne des largeurs à $1/e^2$ mesurée sur les profils horizontaux et verticaux du mode en question. Nous utilisons ainsi $\omega_s = 7,8 \mu m$ pour le mode à la longueur d'onde 1550 nm et $\omega_p = 5,8 \mu m$ pour le mode à la longueur d'onde 1015 nm.

Un point du plan transverse à la direction de propagation z est repéré par ses coordonnées (x, y) . La carte du mode normalisée $I^N(x, y)$ est utilisée pour calculer l'intensité $I(x, y)$ en chaque point d'une section transverse pour une puissance P donnée : $I(x, y) = P \cdot I^N(x, y)$. Comme nous l'avons montré lors du chapitre I, le gain local par unité de longueur $\gamma(x, y, z)$ du matériau dépend de l'inversion de population en ce point et des sections efficaces de capture. Dans le cas du codopage erbium - ytterbium, il s'exprime donc par :

$$\begin{aligned} \gamma_s &= N_2\sigma_e^{er} - N_1\sigma_a^{er} - \alpha_s \\ \gamma_p &= N_b\sigma_e^{yb} - N_a\sigma_a^{yb} - N_1\sigma_a^{er} - \alpha_p \end{aligned} \quad (2.7a)$$

Le gain signal γ_s peut être positif si le milieu est inversé. Par contre, le gain à la longueur d'onde de pompe γ_p est toujours négatif et sa valeur absolue correspond donc au coefficient d'absorption de la pompe. Les termes α_s et α_p correspondent aux pertes de propagation dans le matériau à la longueur d'onde de signal et à la longueur d'onde de pompe.

Le gain local doit être à présent calculé en chaque point (x, y, z) de la section transverse de cote z , puisque les intensités locales, et donc les populations électroniques locales varient sur cette section. La

connaissance de la carte d'intensité des modes guidés aux longueurs d'ondes 1,5 et 0,98 μm , ainsi que celle des différents paramètres spectroscopiques permet donc de calculer le gain local $\gamma(x, y)$ en chaque point de la section transverse.

Les équations 2.7a font apparaître la relation entre la densité de population des niveaux et le gain du matériau amplificateur, mais il ne faut pas oublier que les densités de populations elles-mêmes dépendent des flux de photons signal et pompe. La modélisation de l'évolution des puissances optiques dans un matériau amplificateur dopé erbium-ytterbium est donc menée de manière progressive. L'amplificateur est découpé en tranches de longueur dz suffisamment faible pour que l'on puisse y supposer toutes les densités de populations constantes. Les puissance de pompe et de signal injectées dans la première tranche sur une surface S sont connues : P_s et P_p pour la puissance de signal et de pompe respectivement . A partir des puissances optiques, il est possible de calculer les densités de populations électroniques. Ces valeurs sont à leur tour utilisées pour calculer les gains γ_s et γ_p dans la tranche grâce aux équations 2.7a.

Nous faisons l'hypothèse que le mode guidé conserve la même forme au cours de sa propagation. Cette hypothèse est valide si la variation dans l'indice de réfraction due à la présence de gain ne modifie pas notablement la structure d'indice du guide d'onde. Cette condition est remplie dans le cas des matériaux dopés erbium, puisque les gains obtenus sont relativement faibles, mais devient fausse si l'on traite de matériaux semi-conducteurs. Pour mettre en place la conservation de la forme du mode, nous utilisons le gain modal $g(z)$ défini par :

$$g(z) = \iint \gamma(x, y, z) \cdot I^N(x, y) dx dy \quad (2.8)$$

Ce gain modal permet de calculer la puissance à la cote $z+dz$: $P(z+dz) = P(z) \exp^{g(z)dz}$. En entrée de la tranche suivante, la puissance est alors répartie sur la carte de champ, donnant la nouvelle répartition d'intensité : $I(x, y, z+dz) = P(z+dz) \cdot I^N(x, n)$. L'algorithme présenté ici est schématisé sur la figure 2.14.

Par cette méthode, il est alors possible de modéliser l'évolution des puissances de signal et de pompe tout au long de l'amplificateur. Cependant, il faut pour cela connaître la relation entre les puissances optiques et les densités de populations électroniques. De plus, il est nécessaire de fixer les paramètres indéterminés du modèle. Ceci peut être fait en comparant le gain prédit par ce dernier à celui mesuré sur un guide d'ondes amplificateur.

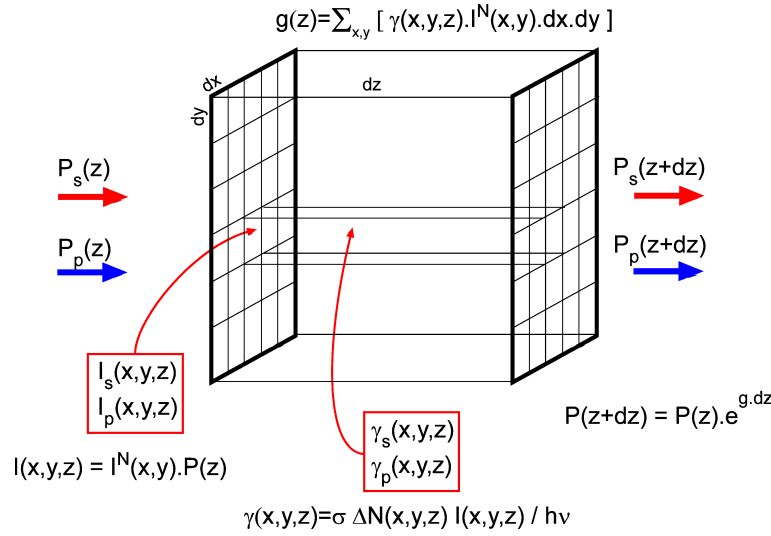


FIG. 2.14: Algorithme de calcul de l'évolution des puissances aux longueurs d'ondes de pompe et de signal

2.3.4 Mesure du gain du guide d'ondes amplificateur

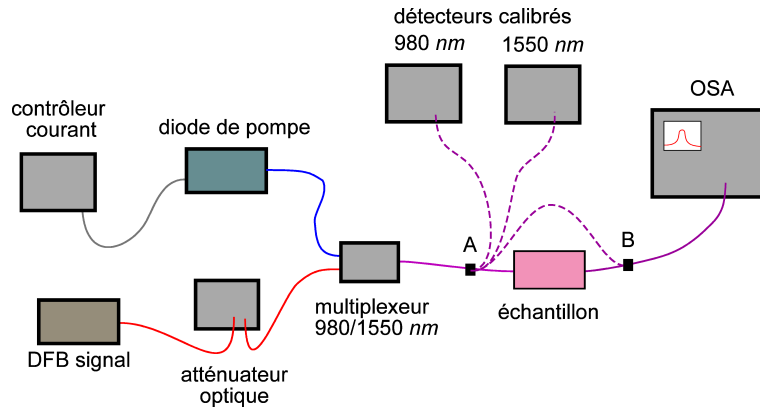


FIG. 2.15: Schéma du montage utilisé pour la mesure de gain. Les traits pointillés indiquent les raccordements de calibration.

Le schéma du montage utilisé pour la mesure du gain est reporté sur la figure 2.15. Dans un premier temps, la calibration des puissances injectées dans le composant est menée à bien. Pour ce faire, on mesure la puissance délivrée par la fibre de sortie du multiplexeur à l'aide de détecteurs calibrés. Pour calibrer la puissance de pompe, les courants d'injection correspondant aux différentes puissances de pompe que l'on désire utiliser sont relevés. De même, l'atténuateur optique est réglé sur la puissance de signal la plus élevée que l'on souhaite utiliser. Finalement, la sortie du multiplexeur est soudée au cordon allant jusqu'à l'analyseur de spectre (OSA), ce qui permet de mesurer les pertes introduites par le cordon

et de calibrer l'OSA. Les pertes α_s^{OSA} et α_p^{OSA} sont ainsi relevées respectivement aux longueurs d'ondes de signal et de pompe.

La mesure du gain est alors réalisée pour les différentes puissances de pompe et de signal que l'on souhaite balayer. Une puissance P_{in} est injectée à la longueur d'onde 1534 nm. A l'issue de sa propagation dans le guide d'ondes amplificateur, cette puissance a été amplifiée d'un facteur G . De plus, le pompage à la longueur d'onde 980 nm génère de l'amplification spontanée amplifiée (ASE) sur toute la plage de gain de l'erbium, indépendamment du signal injecté. Pour décorrélérer cette contribution du signal utile, nous devons relever à la fois la valeur de la puissance de l'ASE P_{ASE} pour une longueur d'onde proche de celle du signal, et la valeur de la puissance totale P_{tot} à la longueur d'onde du signal. A la longueur du signal, la puissance mesurée par l'analyseur de spectre vaut :

$$P_{tot} = G.P_{in} + \int_{RBW} \delta P_{ASE} d\lambda$$

où $\int_{RBW} \delta P_{ASE} d\lambda$ correspond à puissance de l'ASE intégrée sur la bande de résolution (RBW) de l'analyseur de spectre optique. Or, cette grandeur est accessible expérimentalement puisque c'est elle que l'on mesure sur l'analyseur de spectre. En conclusion, On peut déduire la contribution du signal amplifié $G.P_{in}$ via :

$$G.P_{in} = P_{tot} - P_{ASE}$$

où P_{ASE} est le niveau de l'émission spontanée relevé sur l'analyseur de spectre à une longueur d'onde très proche de celle du signal.

La caractérisation du gain nécessite ainsi la mesure de deux paramètres pour chaque couple (P_p, P_s) de puissances injectées : la puissance signal totale P_{tot} et la puissance ASE P_{ASE} mesurée à coté de la longueur d'onde signal. Le gain est alors calculé par :

$$G = 10 \cdot \log \left[\frac{P_{tot} - P_{ASE}}{\alpha_s^{OSA} P_s} \right] \quad (2.9)$$

Cette mesure a été menée à bien sur un guide amplificateur de longueur $L = 3,84cm$. La puissance de pompe maximale vaut 180 mW et la puissance de signal maximale est de 10 mW. Le gain G calculé à partir de ces mesure est reporté dans le tableau 2.2. L'incertitude sur la valeur du gain a été déterminée à $\pm 0,4dB$.

$P_p(mW)$	$P_{in}(dBm)$	-40	-20	0	5	10
0		-25,2	-25,2	-20,7	-15,6	-9,5
20		-1,5	-2	-2,2	-2,6	-3,1
40		3,5	3	1,4	0	-1,3
60		6,7	6,2	3,8	2	0
100		10,2	9,7	6,8	4,6	2,1
140		12	11,5	8,5	6,2	3,5
180		13,3	12,8	9,8	7,5	4,7

TAB. 2.2: Mesure expérimentale du gain en dB à la longueur d'onde 1534 nm en fonction de la puissance de pompe P_p et de la puissance injectée P_{in} à la longueur d'onde 1534 nm .

Le gain peut être représenté en fonction de la puissance injectée à la longueur d'onde 1534 nm ou en fonction de la puissance de pompe. Dans le premier cas, présenté sur la figure 2.16, l'accent est mis sur la saturation du gain par le signal. La seconde courbe, donnée sur la figure 2.17, permet de constater l'évolution du gain avec la puissance fournie à l'amplificateur.

Nous retrouvons la notion de saturation du gain par le signal décrite de façon théorique dans le premier chapitre. Cette saturation ne permet cependant pas de réduire le gain à une valeur nulle lorsque l'amplificateur est fortement pompé. Ceci est dû au fait que nous sommes limités par le matériel utilisé à des puissances de 10 mW injectées à la longueur d'onde 1534 nm . Les courbes présentées sur la figure 2.17 nous permettent de mesurer une puissance de pompe de transparence inférieure à 40 mW et un gain petit signal maximal de $3,45\text{ dB.cm}^{-1}$ pour une puissance de pompe de 180 mW . Pour cette même puissance de pompe, le gain chute à $1,2\text{ dB.cm}^{-1}$ lorsque 10 mW de signal sont injectés dans l'amplificateur.

2.4 Modélisation des guides d'ondes amplificateurs

2.4.1 Modèle sans up-conversion

Dans un premier temps, nous avons utilisé le modèle d'amplification développé par Sylvain Blaize [64] dans sa thèse de doctorat. Ce modèle ne tient pas compte du coefficient d'up-conversion homogène C_{up} et est basé sur les champs proches mesurés expérimentalement. Sa validité a été démontrée grâce à

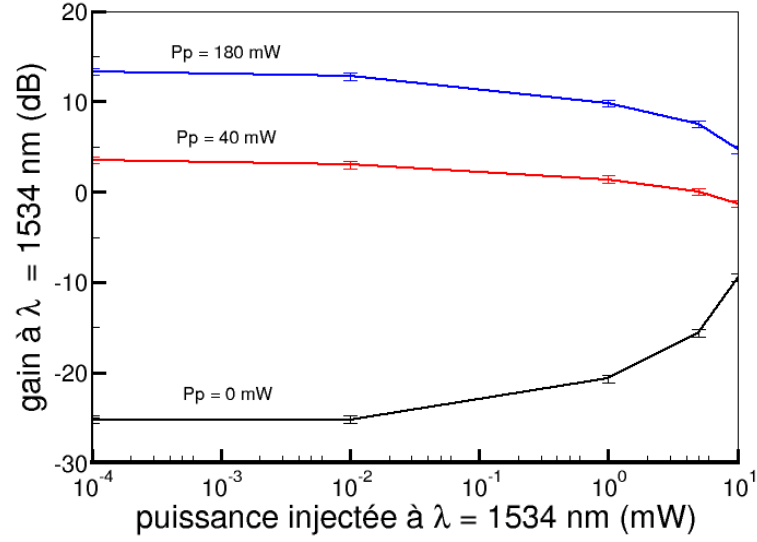


FIG. 2.16: Gain de l'amplificateur à la longueur d'onde 1534 nm en fonction de la puissance injectée à cette longueur d'onde, pour différentes puissances de pompe

son accord avec la mesure de gain petit signal.

Pour lier les densités de populations électroniques aux puissances optiques locales, il faut résoudre les équations de populations 2.5a à 2.5d en régime stationnaire. En supposant $C_{up} = 0$, on peut montrer que la solution peut se mettre sous la forme d'un polynôme du second ordre en N_2 (voir [69]). La résolution de ce polynôme donne accès à la population du niveau métastable de l'erbium, et par extension aux populations des autres niveaux considérés.

Les variables d'entrée du modèle sont les cartes d'intensité des modes de pompe et de signal, les paramètres spectroscopiques, la longueur L du guide amplificateur, et les puissances de pompe et de signal injectées en entrée de l'amplificateur. La valeur de ces paramètres est résumée dans les tableaux 2.3 et 2.4. L'incertitude sur les différents paramètres est également reportée.

L'incertitude sur les paramètres mesurés expérimentalement est de 2%. L'absorption totale (erbium et ytterbium) à la longueur d'onde de pompe a été caractérisée expérimentalement en fonction de la longueur d'ondes. Puisque nous utilisons une diode de pompe à la longueur d'onde 977 nm, la section efficace totale vaut $13,3 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$. La section efficace d'absorption de l'erbium à la longueur d'onde de pompe est estimée d'après la littérature, d'où une incertitude importante. La valeur de la section efficace

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude
section efficace d'émission erbium $2 \rightarrow 1$	σ_e^{er}	$6,5 \cdot 10^{-25} m^2$	$\pm 2\%$
section efficace d'absorption erbium $1 \rightarrow 2$	σ_{a2}^{er}	$5,7 \cdot 10^{-25} m^2$	$\pm 2\%$
section efficace d'absorption erbium $1 \rightarrow 3$	σ_{a3}^{er}	$1,9 \cdot 10^{-25} m^2$	$\pm 10\%$
section efficace d'émission ytterbium $b \rightarrow a$	σ_e^{yb}	$11,4 \cdot 10^{-25} m^2$	$\pm 10\%$
section efficace d'absorption ytterbium $a \rightarrow b$	σ_a^{yb}	$11,4 \cdot 10^{-25} m^2$	$\pm 5\%$
durée de vie erbium	τ^{er}	$6,5 \text{ ms}$	$\pm 2\%$
durée de vie ytterbium	τ^{yb}	$1,5 \text{ ms}$	$\pm 50\%$
coefficient de transfert erbium $\rightarrow$ ytterbium	k_{tr}	$4 \cdot 10^{-23} m^3 \cdot s^{-1}$	?
concentration en ions erbium	N_{er}	$2,5 \cdot 10^{26} m^{-3}$	$\pm 2\%$
concentration en ions ytterbium	N_{yb}	$2,5 \cdot 10^{26} m^{-3}$	$\pm 2\%$

TAB. 2.3: Valeurs des paramètres spectroscopiques utilisés pour la modélisation du matériau amplificateur.

Paramètre	Symbole	Valeur	Incertitude
nombre de tranches dans la longueur	N_z	100	
nombre de points d'échantillonnage de la section transverse	N_{xy}	400	
longueur du guide d'ondes	L	$3,84 \text{ cm}$	
pertes par propagation à la longueur d'onde du signal	α_s	$0,1 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\pm 2\%$
pertes par propagation à la longueur d'onde de pompe	α_p	$0,1 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\pm 2\%$
largeur à $\frac{1}{e^2}$ du mode 1534 nm	ω_s	$7,7 \mu m$	$\pm 20\%$
largeur à $\frac{1}{e^2}$ du mode 977 nm	ω_p	$5,7 \mu m$	$\pm 20\%$
puissance de pompe	P_p	200 mW	

TAB. 2.4: Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du guide d'ondes amplificateur.

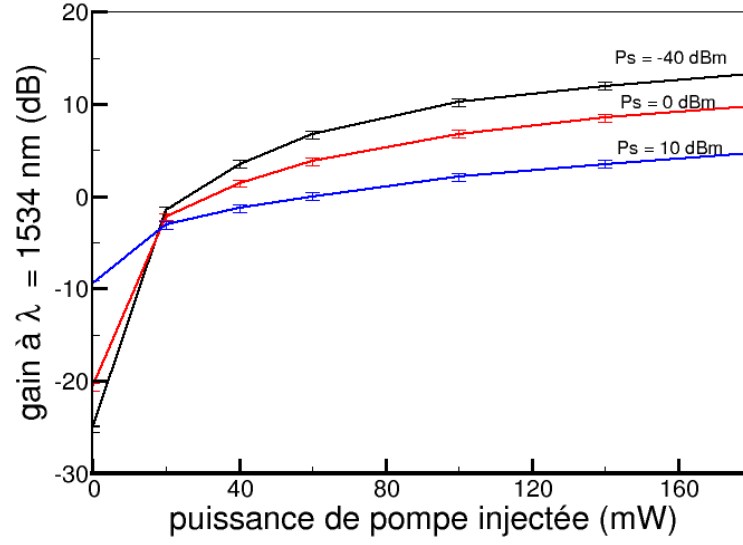


FIG. 2.17: Gain de l'amplificateur à la longueur d'onde 1534 nm en fonction de la puissance de pompe, pour différentes puissances injectées à la longueur d'onde 1534 nm

d'émission de l'ytterbium est fixée égale à sa section efficace d'absorption. Finalement, l'incertitude sur la taille des modes guidés est de 20%. La largeur à $1/e^2$ des intensités gaussiennes ont été estimées à la valeur moyenne de la largeur horizontale et verticale mesurées par la méthode des champs proches.

Nous pouvons constater un certain nombre de paramètres indéterminés, dont les principaux sont le coefficient de transfert k_{tr} ainsi que les tailles des modes ω_s et ω_p . Pour fixer ces paramètres, nous utilisons les mesures de gain petit signal réalisées lors de la caractérisation du guide d'ondes amplificateur. Il est alors possible de trouver des valeurs permettant d'obtenir un bon accord avec la mesure de gain petit signal mesurée expérimentalement. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 2.5 :

Paramètre	Symbole	Valeur
coefficient de transfert erbium $\rightarrow$ ytterbium	k_{tr}	$4,3 \cdot 10^{-24} m^3 \cdot s^{-1}$
largeur à $\frac{1}{e^2}$ du mode 1534 nm	ω_s	$10.8 \mu m$
largeur à $\frac{1}{e^2}$ du mode 977 nm	ω_p	$6 \mu m$

TAB. 2.5: Valeurs extrapolées pour obtenir un bon accord avec la courbe de gain petit signal.

La valeur du coefficient de transfert est beaucoup plus faible que celle reportée dans la littérature pour ce

type de matériaux [68]. De plus, la largeur du mode de signal est nettement supérieure à celle mesurée expérimentalement. Finalement, en utilisant ces mêmes paramètres pour simuler le gain de l'amplificateur en signal fort, la courbe théorique s'écarte des points expérimentaux, comme reporté sur la figure 2.18.

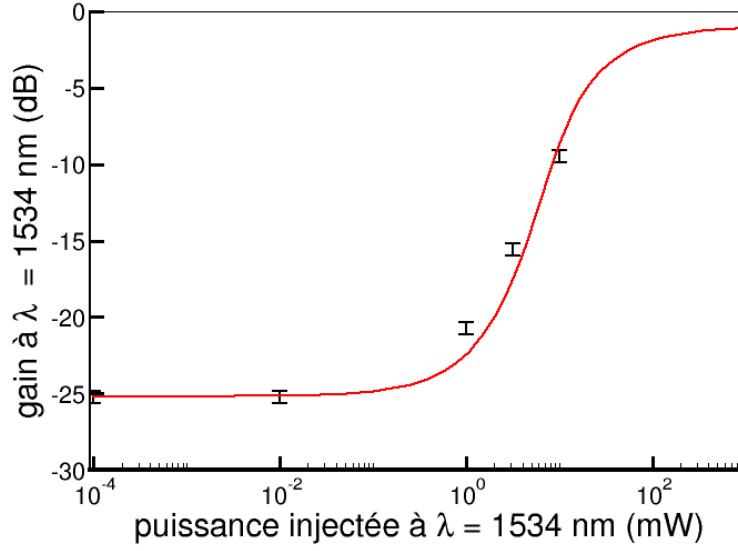


FIG. 2.18: Calcul et points expérimentaux du gain de l'amplificateur en pompe nulle pour différentes puissances de signal injectées.

La puissance du signal présent à l'intérieur d'une cavité laser peut être très importante. De ce fait, une modélisation correcte du laser passe par une connaissance du gain de l'amplificateur dans toutes les conditions de saturation par le signal. Pour que le modèle puisse répondre à cette contrainte, il faut introduire le coefficient d'up-conversion homogène comme donnée supplémentaire pour la modélisation du guide d'ondes amplificateur.

2.4.2 Modèle avec prise en compte de l'up-conversion

Puisque nous ajoutons le paramètre C_{up} au modèle, il faut reprendre la résolution des équations de populations en régime stationnaire. Après quelques calculs, il advient que la solution du système d'équations 2.5a..2.5d peut se mettre sous la forme d'un polynôme du troisième ordre en N_2 , soit :

$$(N_2)^3 + a(N_2)^2 + bN_2 + c = 0$$

Les valeurs des coefficients sont les suivantes :

$$\begin{aligned} a &= \frac{k_{tr}W_2 - C_{up}W_1}{k_{tr}C_{up}} \\ b &= \frac{-W_1W_2 - k_{tr}[W_3 + W_4]}{k_{tr}C_{up}} \\ c &= \frac{W_1W_4 + k_{tr}N_{er}W_3}{k_{tr}C_{up}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec :

$$\begin{aligned} W_1 &= \sigma_a^{yb} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} + \sigma_e^{yb} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} + k_{tr}N_{er} \\ W_2 &= \sigma_{a3}^{er} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} + \sigma_e^{er} \frac{\mathcal{N}_s^c}{n} + \sigma_{a2}^{er} \frac{\mathcal{N}_s^c}{n} \\ W_3 &= N_{yb} \sigma_a^{yb} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} \\ W_4 &= N_{er} \left[\sigma_{a3}^{er} \frac{\mathcal{N}_p^c}{n} + \sigma_{a2}^{er} \frac{\mathcal{N}_s^c}{n} \right] \end{aligned}$$

Le polynôme du troisième ordre dont les coefficients sont explicité par l'équation 2.10 possède trois solutions mathématiques. Cependant, une seule de ces solution a un sens physique. Elle s'écrit :

$$N_2 = -2\sqrt{Q} \cos\left(\frac{\theta - 2\pi}{3}\right) - \frac{a}{3} \quad (2.11)$$

avec $Q = \frac{a^3 - 3b}{9}$ et $\theta = \arccos\left(\frac{2a^3 - 9ab + 27}{54\sqrt{Q^3}}\right)$.

Les paramètres à déterminer sont les mêmes que précédemment : le coefficient de transfert k_{tr} ainsi que les tailles des modes ω_s et ω_p , auxquels il faut à présent ajouter le coefficient d'up-conversion homogène C_{up} . Quatre paramètres libres sont difficiles à déterminer de façon simultanée. Par contre, ayant plus de données à notre disposition qu'une unique courbe de gain petit signal, il est possible de trouver une solution à ce problème.

Dans un premier temps, nous utilisons la courbe du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance injectée à la longueur d'onde 1534 nm sans pompage ($P_p = 0$). L'intérêt de cette mesure est qu'elle ne fait intervenir ni la taille du mode de pompe, ni le coefficient de transfert. Les seuls paramètres inconnus sont alors la taille du mode à la longueur d'onde 1534 nm : ω_s , ainsi que le coefficient d'up-conversion homogène C_{up} . Pour déterminer ces paramètres, nous avons défini une fonction erreur égale à la somme des carrés des différences entre les points expérimentaux et les points calculés par le modèle. La figure 2.19 présente cette fonction erreur en fonction des couples (C_{up}, ω_s) sous forme d'iso-contours.

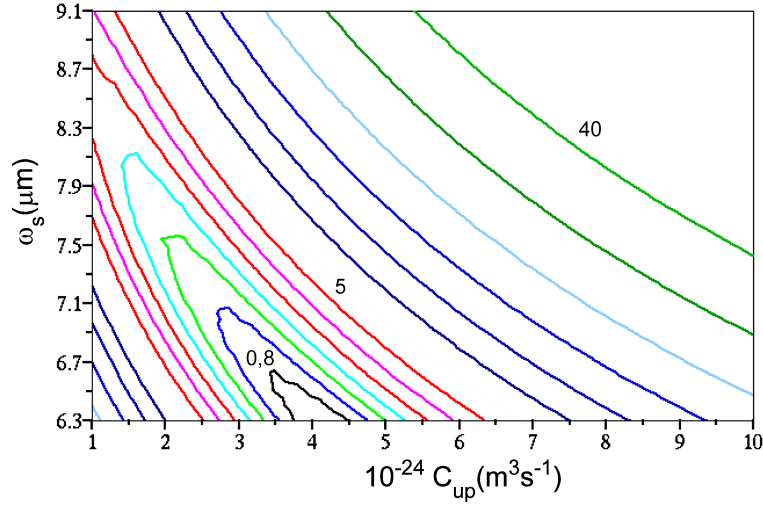


FIG. 2.19: Iso-contour de la fonction erreur sur la courbe $G(P_s, P_p = 0)$ en fonction des paramètres C_{up} , et ω_s .

La fonction erreur est calculée sur les cinq points de la courbe de gain en fonction de la puissance signal. Puisque nous avons estimé l'erreur sur la mesure expérimentale du gain à $\pm 0,4 \text{ dB}$, la fonction erreur doit être inférieure à $5 \times 0,4^2 = 0,8$ pour que le modèle entre dans les incertitudes de mesures. De plus, la largeur à $1/e^2$ de la gaussienne du mode de signal doit être comprise entre $6,3$ et $9,1 \text{ } \mu\text{m}$ d'après les incertitudes sur la mesure des champs proches. L'intersection de ces deux conditions conduit à une valeur de C_{up} de $4 \pm 0,4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, et de ω_s de $6,4 \pm 0,1 \text{ } \mu\text{m}$.

La second étape consiste à fixer la taille du mode de pompe w_p et le coefficient de transfert k_{tr} . Ceci est réalisé grâce à la mesure du gain en fonction de la puissance du signal injecté à la longueur d'onde 1534 nm pour une puissance de pompe de 180 mW . Nous souhaitons à nouveau minimiser la fonction erreur en fonction de ces deux paramètres. Les iso-contours de la fonction erreur sont représentés sur la courbe 2.20. Il n'existe pas un minimum unique, mais un ensemble de couples décrivant une ligne dans l'espace (w_p, k_{tr}) répond au problème.

Une autre minimisation est donc effectuée, sur la courbe de gain en fonction du signal injecté pour une puissance de pompe de 40 mW . Le résultat est présenté sur le graphe 2.21 : une autre ligne de solutions est alors obtenue. La valeur du couple (w_p, k_{tr}) minimisant l'erreur sur chacune des deux caractéristiques se trouve alors à l'intersection entre les deux lignes de solutions obtenues pour des puissances de pompe de 180 puis 40 mW . En utilisant à nouveau l'iso-contour de valeur $0,8$, nous obtenons une surface

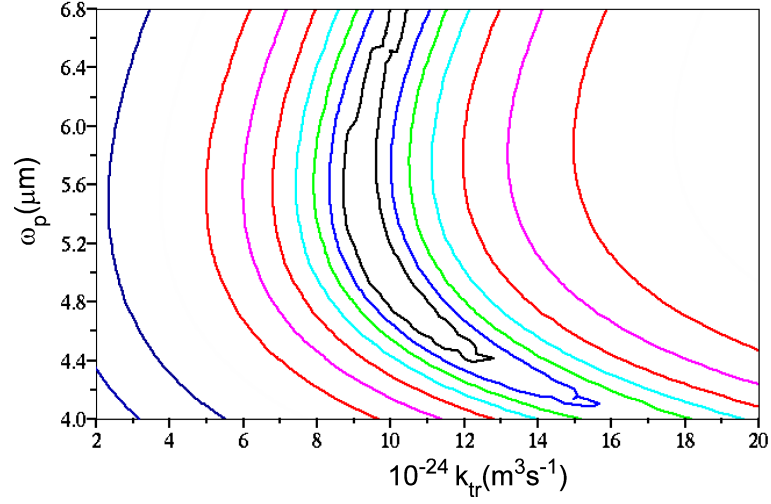


FIG. 2.20: Iso-contour de la fonction erreur sur la courbe $G(P_s, P_p = 180)$ en fonction des paramètres k_{tr} , et ω_p .

d'intersection. La valeur des paramètres est alors $k_{tr} = 9,4 \pm 0,4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, et de ω_p de $5,35 \pm 0,25 \text{ } \mu\text{m}$.

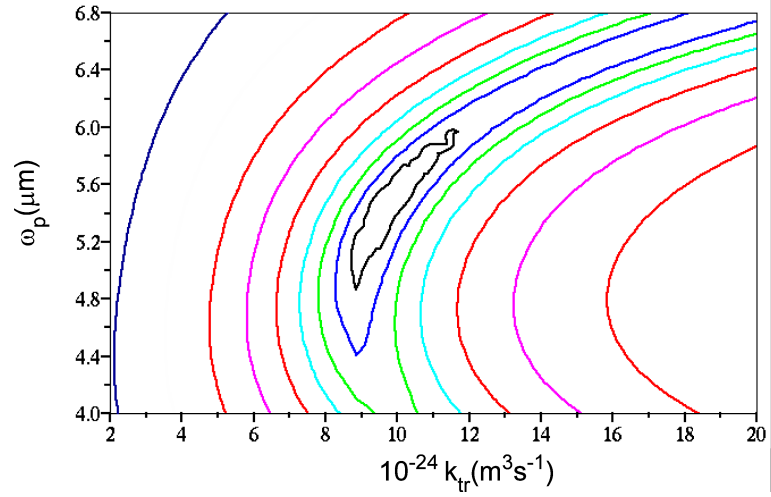


FIG. 2.21: Iso-contour de la fonction erreur sur la courbe $G(P_s, P_p = 40)$ en fonction des paramètres k_{tr} , et ω_p .

Cependant, les deux calculs de fonctions d'erreurs déterminées en fonction de k_{tr} , et ω_p dépendent du choix initial pour le couple (C_{up}, ω_s) . Nous avons donc mené à bien le même calcul en utilisant les valeurs maximales $C_{up} = 4,4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, et $\omega_s = 6,5 \text{ } \mu\text{m}$. La valeur de ω_s ainsi que son incertitude restent constantes. Par contre, nous obtenons un décalage dans la valeur de k_{tr} , dont la moyenne passe de 9,4

à $11,4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. L'incertitude sur ce paramètre est donc plus importante que celle initialement calculée : $k_{tr} = 9,4 \pm 2.10^{-24} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

La figure 2.22 reporte les courbes calculées avec les paramètres que nous venons de déterminer. Les courbes sont tracées en fonction de la puissance signal, pour les puissances de pompe de 0 mW , 40 mW et 180 mW utilisées pour déterminer les paramètres du modèle. De plus, la courbe calculée et mesurée à la puissance de pompe 100 mW est reportée pour confirmer la validité du modèle sur une courbe qui n'a pas été utilisée pour le déterminer.

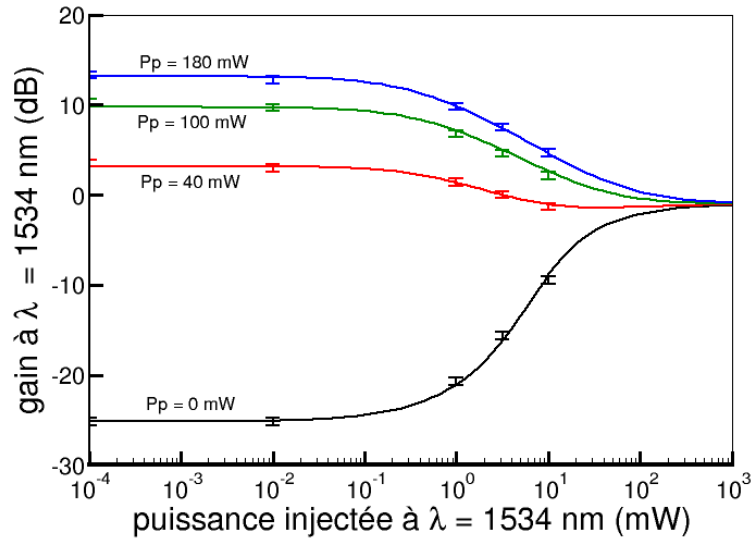


FIG. 2.22: calcul du gain en fonction de la puissance du signal injecté. Les points expérimentaux sont reportés pour comparaison.

Nous pouvons constater un bon accord entre le modèle et la théorie. Cette comparaison valide donc à la fois les hypothèses simplificatrices employées dans le modèle ainsi que la détermination des paramètres qui le constituent. L'intérêt de ce modèle réside alors dans le fait qu'il est possible de déterminer le gain pour des puissance de signal beaucoup plus fortes que celles auxquelles nous avons accès expérimentalement. De même, comme présenté sur la figure 2.23, il est possible grâce au modèle de prédire le gain pour toutes les puissances de pompe. Nous pouvons constater sur cette courbe un excellent accord entre la théorie et l'expérience. Cependant, les gains mesurés pour une puissance de pompe de 20 mW sont supérieurs à ceux calculés par le modèle. Nous attribuons cette différence à une incertitude importante sur la valeur de la puissance de pompe mesurée expérimentalement. La diode de pompe est en effet

proche du seuil autour de cette valeur, conduisant à une fluctuation importante de la puissance émise.

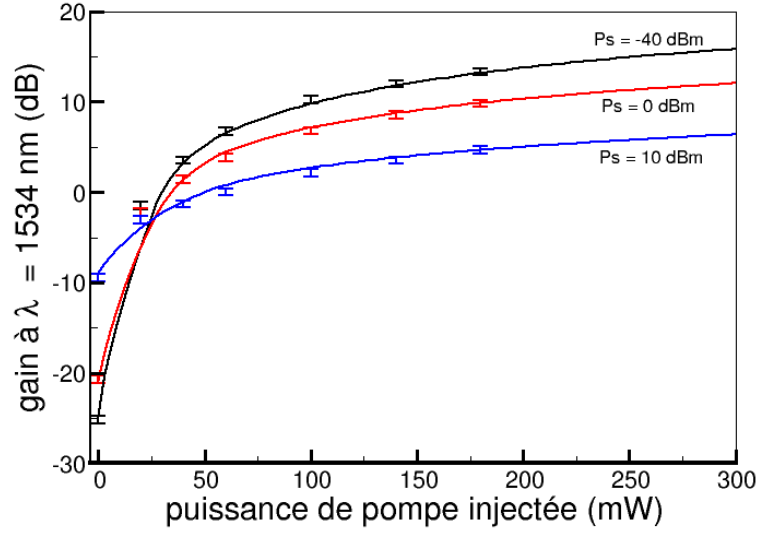


FIG. 2.23: calcul du gain en fonction de la puissance de pompe. Les points expérimentaux sont reportés pour comparaison.

La validité du modèle est donc établie, puisque ce dernier est en accord avec les résultats expérimentaux n'ayant pas été utilisés la définition de ses paramètres libres. Cependant, il est nécessaire d'effectuer d'autres tests sur ce modèle. Pour tester sa robustesse, il faudrait réaliser et caractériser des guides d'ondes différents sur le même verre, pour voir si le modèle prévoit correctement l'influence de la taille des modes sur le gain de l'amplificateur. Il faudrait également utiliser des substrats contenant des dopages différents sur lesquels les mêmes guides d'ondes seraient réalisés pour constater la justesse du modèle vis à vis de la modélisation spectroscopique du matériau.

2.5 Mesure de l'homogénéité du gain

La grande plage spectrale de gain observée dans les matériaux vitreux dopés erbium provient de l'élargissement des niveaux électroniques de cet ion. Cet élargissement possède de nombreuses causes, classées en deux catégories. Un élargissement homogène est caractérisé par le fait qu'il est subi par tous les atomes du matériau. A l'inverse, si les atomes actifs sont présents dans différents sites, l'élargissement varie pour chacune de ces catégories d'atomes, et l'on parle alors d'élargissement inhomogène. Nous allons à présent étudier théoriquement et expérimentalement les diverses causes d'élargissement homogène ou inhomogène. Les notions présentées ici sont en grande partie inspirées de l'ouvrage de E.

Desurvire [29].

Dans tous les matériaux amplificateurs optiques, il existe un élargissement homogène dû à la durée de vie finie du niveau excité de la transition utilisée pour l'amplification. Si l'on considère un matériau amplificateur gazeux, deux types d'élargissement supplémentaires interviennent. D'une part, les collisions entre atomes conduisent à un élargissement homogène dit de déphasage, et d'autre part, la vitesse de chaque atome étant différente, chaque transition est légèrement décalée en fréquence, causant un élargissement inhomogène. Dans le cas des matériaux amplificateurs solides, les vibrations du réseau, ou phonons, sont l'équivalent des collisions. Les matériaux cristallins ainsi que certains amorphes présentent de plus différents sites, causant un élargissement inhomogène.

Un dernier phénomène intervient dans les matériaux solides : l'effet Stark. Ce dernier est causé par le champ cristallin entourant l'atome actif, qui a pour effet de lever la dégénérescence d'énergie des niveaux électroniques. L'étude des spectres d'absorption et d'émission du matériau nous a révélé l'existence de ces dégénérescences. Dans notre cas, le niveau fondamental de la transition possède 8 sous-niveaux Stark et le niveau excité 7. Cet effet est la cause principale de l'élargissement de la transition atomique. En théorie, il s'agit d'un élargissement inhomogène, puisque chaque transition entre deux sous-niveaux Stark présente des caractéristiques différentes. Cependant, la différence d'énergie entre les différents sous-niveaux est très faible, et les populations de ces derniers sont donc couplées grâce à l'agitation thermique.

Nous avons mené une étude expérimentale de la variation du gain sur toute la plage spectrale de la transition de l'erbium en présence d'un signal situé dans cette même plage fréquentielle. Ces mesures ont été réalisées sur une baie de mesure automatisée de Teem-Photonics. Une diode électroluminescente de faible puissance est employée comme source dans la mesure spectrale de gain en raison de son spectre d'émission très étalé. Un signal puissant de spectre très étroit est également injecté dans le guide d'onde amplificateur pour saturer une transition. Ces deux sources sont modulées par un signal carré à la fréquence de 65 kHz , l'une étant éteinte lorsque l'autre est en marche. La fréquence de modulation employée est suffisamment grande pour que les populations électroniques n'aient pas le temps de varier : pour les atomes d'erbium, tout se passe comme si le guide d'ondes transportait un flux lumineux continu de puissance moitié. Puisque les populations restent constantes au cours du temps, il est possible d'effectuer une mesure de gain dans les intervalles de temps où le signal de saturation est éteint.

Les mesures ont été effectuées successivement pour des signaux de puissance efficace 1 mW de longueurs d'ondes 1528, 1534 et 1550 nm. Le signal de basse longueur d'onde : 1528 nm devrait dépeupler les sous-niveaux d'énergie élevée de l'état excité au profit de ceux de basse énergie du fondamental. De ce fait, Le gain aux basses longueurs d'ondes serait défavorisé par rapport au gain aux hautes longueurs d'ondes. Inversement, l'existence d'un signal aux hautes longueurs d'ondes devrait modifier le spectre de gain en faveur des hautes fréquences. Les mesures spectrales de gain pour les différentes longueur d'onde du signal de saturation sont reportées sur la figure 2.24.

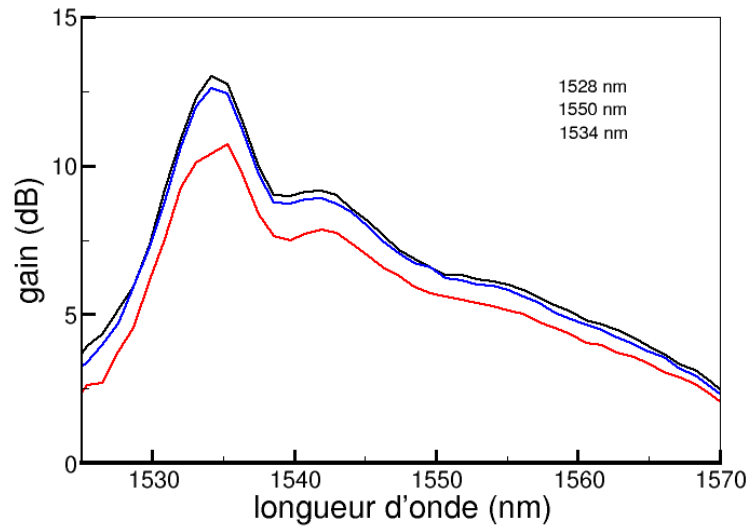


FIG. 2.24: Spectre de gain du guide amplificateur pour différentes longueurs d'ondes du signal de saturation.

La forme des spectres est strictement la même pour chacune des fréquences du signal de saturation mais le gain maximal obtenu est inférieur dans le cas du signal de saturation à la longueur d'onde 1534 nm. Ce dernier point vient du fait que la section efficace d'absorption est supérieure à cette longueur d'onde. L'effet de la saturation est alors plus important que pour les autres longueurs d'ondes, ce qui explique la diminution du gain. L'invariance de la forme du spectre révèle quant à elle un gain parfaitement homogène : la saturation de la transition par une longueur d'onde affecte de la même façon l'ensemble des longueurs d'ondes du spectre de gain. Ceci prouve que la réorganisation des population des sous-niveaux Stark est plus rapide que le dépeuplement sélectif induit par le signal de saturation.

2.6 Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons successivement présenté le matériau amplificateur, le guide d'ondes, puis l'ensemble de ces deux éléments, qui constitue un guide d'ondes amplificateur. Le matériau amplificateur que nous employons est un verre dopé par des ions erbium et ytterbium. Nous avons développé un modèle mettant en jeu les interactions entre les populations électroniques et photoniques dans ce type de matériau. Ceci nous a permis de mettre en avant les différents paramètres spectroscopiques qui caractérisent le comportement amplificateur du matériau. Ces derniers ont été mesurés, de façon à pouvoir simuler le comportement de notre verre amplificateur.

Après avoir présenté la réalisation des guides d'ondes, nous avons caractérisé leurs pertes par propagation ainsi que leurs répartitions transverses d'intensité. Ces mesures sont nécessaires à la modélisation du guide d'ondes amplificateur. Une caractérisation du gain dans un guide d'onde amplificateur est effectuée pour des puissances de pompes et de signal à la longueur d'onde 1534 nm différentes. Ces mesures servent de point de référence pour déterminer les paramètres inconnus du modèle du guide d'ondes amplificateur. Dans un premier temps, nous utilisons un modèle d'amplification qui ne tient pas compte du coefficient d'up-conversion. Nous démontrons qu'il ne permet pas de rendre compte de l'amplification en fort signal. Or, cette information est primordiale pour modéliser le comportement d'un laser. Nous ajoutons donc le coefficient d'up-conversion au modèle et déterminons les paramètres non définis par comparaison avec la mesure de gain expérimentale.

Chapitre 3

Réalisation et modélisation des guides d'ondes de Bragg

Sommaire

3.1 Introduction	71
3.2 Guide d'ondes de Bragg	72
3.3 Saut de phase	86
3.4 Conclusion	95

3.1 Introduction

La rétroaction est le second élément nécessaire au fonctionnement d'un laser. Cette fonction est dans notre cas réalisée grâce à l'interaction entre le guide d'ondes et un réseau de Bragg. Le composant résultant est appelé guide d'ondes de Bragg.

Ce chapitre dédié au guide d'ondes de Bragg est composé de deux parties. Nous présenterons tout d'abord la description, la réalisation et la caractérisation du guide d'ondes de Bragg. L'interaction entre un guide d'ondes et un réseau gravé en surface a pour conséquence un couplage du mode guidé vers lui-même, avec un changement du sens de propagation. Ce phénomène, utilisé pour réaliser la fonction de rétroaction, est décrit puis modélisé grâce à la méthode des modes couplés. Pour réaliser le guide d'ondes de Bragg, nous gravons un réseau à la surface d'un substrat dans lequel ont été réalisés des guides d'ondes. Nous décrivons les étapes technologiques nécessaires à cette réalisation et la caractérisation des réseaux

de Bragg obtenus. Finalement, la caractérisation des guides d'ondes de Bragg est menée à bien. Cette dernière, comparée au modèle, permet de déterminer le coefficient de rétroaction de nos réseaux, dont la connaissance est nécessaire à la modélisation du laser DFB.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée aux sauts de phase. En effet, ces derniers jouent un rôle prépondérant dans l'obtention d'un laser mono-fréquence. Nous décrivons tout d'abord les différentes méthodes d'obtention d'un saut de phase, ainsi que leur intégration au modèle des modes couplés. Les sauts de phase classiques sont réalisés au moment de l'insolation, mais présentent des inconvénients quant à leur réalisation. Les sauts de phase distribués sont intégrés au guide d'ondes, et sont ainsi plus faciles à implémenter dans notre cas. Une telle structure a été appliquée dans les matériaux semi-conducteurs, mais pas à notre connaissance en optique intégrée sur verre, c'est pourquoi nous effectuons la mise au point de leurs paramètres géométriques dans le but d'atteindre le même comportement qu'un saut de phase classique. Nous présentons ainsi la réalisation et la caractérisation de guides d'ondes de Bragg comportant ces sauts de phase distribués.

3.2 Guide d'ondes de Bragg

3.2.1 Description de l'interaction guide-réseau

Un filtre de Bragg peut être utilisé comme miroir sélectif en longueur d'ondes dans une cavité laser. Si la longueur d'onde est accordée à la période du filtre, celui-ci agit comme un miroir et l'effet laser a lieu, sinon le filtre transmet la puissance optique et il ne peut y avoir d'effet laser. Cet élément peut être constitué d'un empilement de couches ou d'une succession de lignes, dont la caractéristique commune est la périodicité. Le filtre de Bragg représenté sur la figure 3.1 est utilisé dans les lasers émettant par la surface (VCSEL), alors que le réseau de Bragg représenté sur la figure 3.2 est employé dans les lasers à base de guides d'ondes. C'est cette dernière configuration que nous nous proposons d'étudier.

La figure 3.3 présente un guide d'ondes de Bragg constitué d'un réseau de Bragg gravé sur un guide d'ondes. Le mode guidé présentant une certaine extension spatiale, il existe un recouvrement entre le champ optique et le réseau. Les discontinuités d'indice créées par la présence du réseau de Bragg se traduisent par une diffusion d'une partie de la puissance du mode guidé vers l'extérieur. La périodicité de ces discontinuités se traduit par une direction de fuite privilégiée notée θ , qui dépend de la longueur d'onde λ et de la période du réseau Λ .

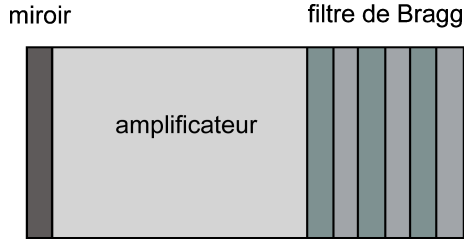


FIG. 3.1: Configuration filtre de Bragg

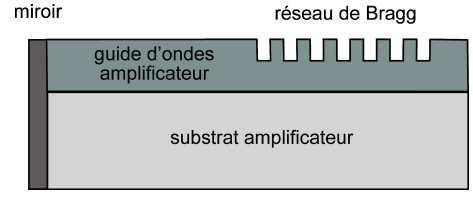


FIG. 3.2: Configuration réseau de Bragg

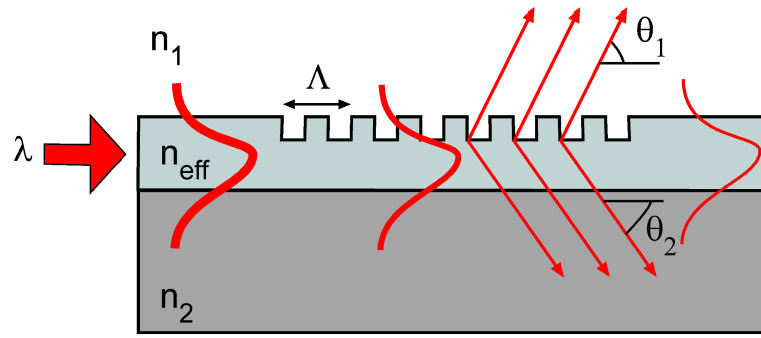


FIG. 3.3: Découplage d'un mode guidé par un réseau de Bragg

Par analogie avec le découplage par un prisme, l'angle de fuite θ est tel que la conservation du vecteur d'onde est vérifiée : le vecteur d'onde projeté sur l'axe de propagation du faisceau découplé est égal à celui du faisceau incident moins celui du réseau. A la différence du prisme cependant, le découplage s'effectue a priori à la fois vers le superstrat et vers le substrat, comme schématisé sur la figure 3.3. La relation entre les différents paramètres s'écrit :

$$m\lambda = \Lambda (n_{eff} - n_i \cos\theta) \quad (3.1)$$

où m est un entier positif ; n_{eff} et n_i représentent respectivement l'indice effectif du mode guidé considéré et l'indice de réfraction du superstrat ou du substrat ($i = 1$ ou 2) . Lorsque $\theta = \pi$, le réseau permet de coupler le mode guidé se propageant dans un sens sur ce même mode se propageant dans le sens opposé. Dans ce cas, il faut remplacer dans l'équation 3.1 l'indice de réfraction du milieu d'arrivée n_1 par l'indice effectif du mode guidé. La longueur d'onde pour laquelle cette condition est vérifiée est appelée longueur d'onde de Bragg et notée λ_B :

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff} \quad (3.2)$$

Pour des valeurs de θ différentes de π , la valeur du paramètre $n_{eff} - n_i \cos\theta$ est inférieure à $2n_{eff}$. Les longueurs d'ondes pour lesquelles il existe un faisceau découplé sont donc comprises entre 0 et λ_B . Le réseau n'interagit pas avec un faisceau guidé de longueur d'onde supérieure à λ_B .

3.2.2 Réalisation et caractérisation du réseau de Bragg

3.2.2.1 Réalisation du réseau de Bragg

La réalisation des réseaux de Bragg dépend de la géométrie du guide d'onde employé. Les réseaux sont réalisés au dessus ou à coté des guides d'ondes en géométrie planaire, c'est-à-dire pour l'optique intégrée sur verre et sur matériau semi-conducteur, et autour du coeur dans le cas des fibres optiques. Dans ce dernier cas, il est nécessaire de réaliser un réseau photo-induit dans un matériau photosensible. Le matériau photosensible employé est le plus souvent un verre dopé germanium [70]. Une fois exposé à un faisceau ultra-violet, ce matériau subit un changement d'indice de réfraction. Il est alors possible de réaliser un réseau de Bragg grâce au masquage périodique de la zone dopée germanium. Ce procédé est transposable au cas de l'optique guidée planaire, mais n'est pas fréquemment utilisé. Les réseaux de Bragg que nous réalisons sont constitués par gravure de la surface du substrat. Leur réalisation contient quatre étapes schématisées sur la figure 3.4.

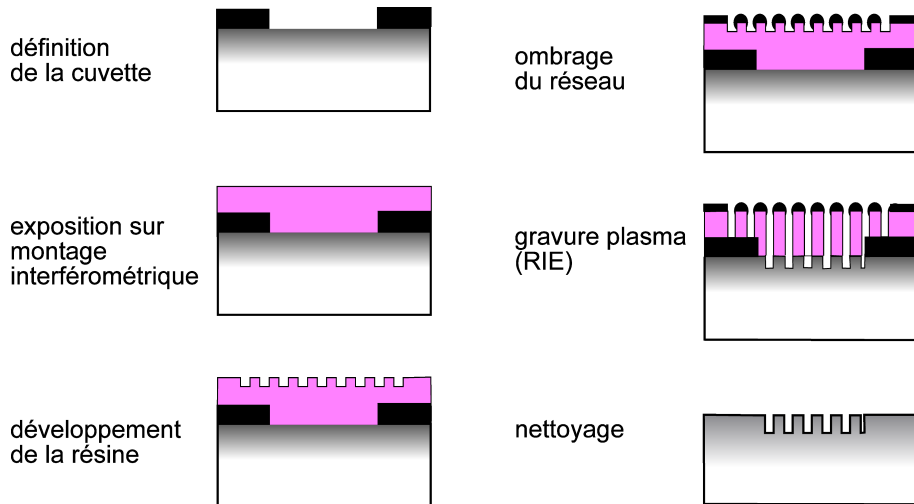


FIG. 3.4: Étapes technologiques de réalisation d'un réseau gravé

La première étape consiste à définir la zone dans laquelle réaliser le réseau. Ceci est nécessaire pour maîtriser les dimensions du réseau, et également pour obtenir des réseaux homogènes. La restriction de

l'extension spatiale du réseau est menée à bien grâce au dépôt d'aluminium, puis à la définition d'une zone rectangulaire par photolithographie. La couche d'aluminium est retirée dans la zone rectangulaire, et laissée sur le reste de l'échantillon. La couche d'aluminium protège ainsi la zone que l'on ne souhaite pas attaquer lors de l'étape de gravure.

L'inscription du réseau de Bragg dans la résine photosensible est réalisée grâce à un montage interférométrique à miroir de Lloyd utilisé en lumière monochromatique. Ce montage est schématisé sur la figure 3.5. La raie de longueur d'onde $\lambda = 488 \text{ nm}$ issue d'un laser Argon est focalisée sur un trou filtrant puis collimatée grâce à une lentille de diamètre 10 cm et de distance focale 1 m . L'intérêt du trou filtrant est d'éliminer les fréquences spatiales élevées du faisceau laser, de manière à obtenir un front d'onde proche de celui d'une onde plane. Le lentille de grande dimension est quant à elle utilisée pour obtenir un faisceau collimaté de diamètre 8 cm , suffisamment étendu pour pouvoir réaliser un réseau de $3 \times 3 \text{ cm}$. Le faisceau collimaté illumine une équerre constituée de deux montants verticaux assemblés à 90° . Sur le premier montant est fixé un miroir métallique, le second étant conçu pour maintenir l'échantillon. Le réglage du pas du réseau Λ sur un tel banc est réalisé par l'angle θ que fait le miroir avec la direction du faisceau collimaté : $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta)}$ [64].

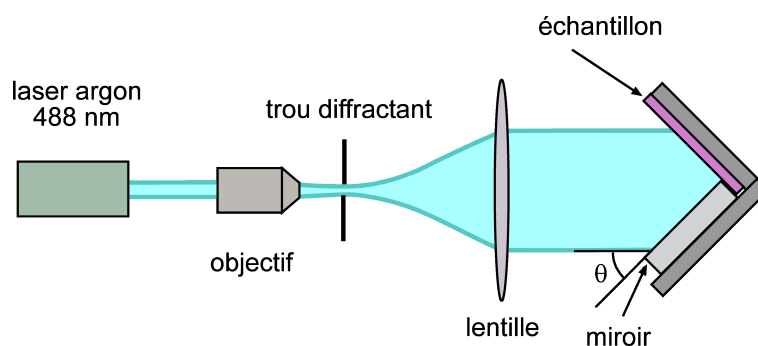


FIG. 3.5: Banc d'inscription holographique des réseaux de Bragg

Chaque point de l'échantillon est ainsi illuminé par deux faisceaux : le faisceau direct et celui réfléchi par le miroir. Un réseau de franges verticales est ainsi créé et au niveau des franges claires, la résine est insolée. Le développement de la résine permet de révéler ces franges. Le temps de développement est un paramètre fondamental, qui doit être optimisé pour assurer une bonne qualité des réseaux. En effet, si l'on développe trop le réseau, les traits ont tendance à se décoller du fait de leur rapport de forme élevé (500 nm de hauteur pour 250 nm de largeur sur quelques cm de longueur). Il est donc nécessaire de ne

pas entièrement développer la résine, et on aboutit à une corrugation relativement faible de la surface de la résine.

Pour transférer ce motif dans le verre, une étape technologique supplémentaire est nécessaire avant la gravure. Cette étape consiste à protéger les crêtes du réseau de résine par de l'aluminium. Ce dernier est déposé par évaporation sous vide, l'échantillon étant incliné par rapport à la source d'aluminium. Cette étape est dénommée ombrage puisque les crêtes du réseau masquent les creux du fait de l'inclinaison de l'échantillon. La dernière étape est la gravure du réseau dans le verre. Un bâti de gravure sèche assistée par plasma (RIE) est utilisé en raison de son excellente directivité et de la bonne sélectivité entre l'aluminium et le verre.

3.2.2.2 Topologie du réseau de Bragg

La période du réseau peut être déterminée précisément grâce à la méthode du minimum de déviation, dont le montage est schématisé sur la figure 3.6. Pour cette caractérisation, le réseau est placé sur un goniomètre et éclairé par un faisceau laser de longueur d'onde λ . Lorsque le faisceau laser rencontre le réseau, un faisceau réfracté est créé. L'angle de réfraction dépend de l'angle que fait le réseau par rapport au faisceau laser, et il existe deux positions du réseau pour lesquelles l'angle θ entre les faisceaux réfractés d'ordre 1 et d'ordre 0 est minimal.

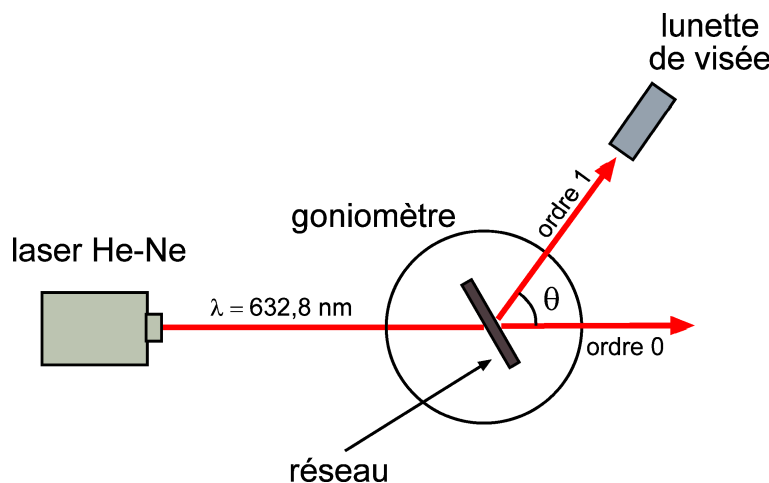


FIG. 3.6: Banc de mesure du pas d'un réseau de Bragg

En mesurant la différence d'angle $\Delta\theta$ entre ces deux minima, il est possible remonter au pas du réseau

Λ par la formule :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \frac{\Delta\theta}{4}}$$

La précision sur la mesure dépend du goniomètre utilisé. Dans notre cas, la précision sur l'angle mesuré vaut vingt secondes d'arc. La précision sur la mesure du pas du réseau est donc supérieure à 0,1 nm.

D'après la formule 3.2, la longueur d'onde d'émission du laser DFB est fixée par la période Λ du réseau et l'indice effectif du mode guidé. Les autres paramètres du réseau comme son rapport cyclique ou son profil n'interviennent donc pas pour fixer ce paramètre, mais ils ont cependant une influence sur l'efficacité de couplage entre le guide d'ondes et le réseau, donc de fait sur la puissance de sortie du laser. Ces informations sur la topologie du réseau sont accessibles grâce au microscope électronique à balayage (MEB) et au microscope à force atomique (AFM). Nous avons choisi une étude AFM car cet outil permet d'atteindre des résolutions supérieures à celles obtenues avec un MEB, notamment à cause de la nature diélectrique du matériau à analyser. L'AFM permet de plus d'obtenir des informations en trois dimensions, contrairement au MEB qui délivre une image. Il est ainsi possible d'obtenir une mesure précise du profil du réseau. Ces mesures sont présentées sur les figures 3.7 et 3.8.

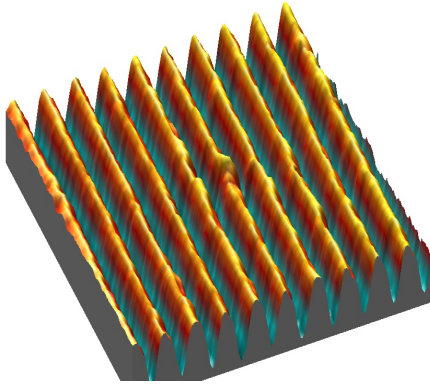


FIG. 3.7: Image du réseau mesurée à l'aide d'un AFM

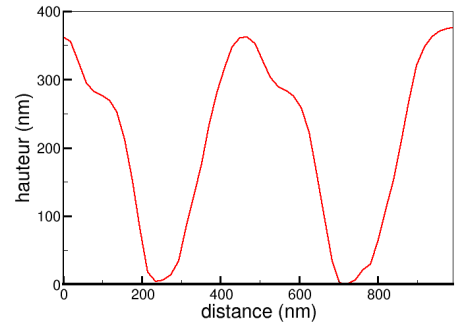


FIG. 3.8: Profil du réseau sur deux périodes, extrait de l'image AFM

Nous pouvons constater sur l'image 3.7 que le réseau que nous avons réalisé présente des traits bien définis et régulièrement espacés. Le profil 3.8 montre un réseau quasi-sinusoïdal avec un taux de remplissage de 60 %. De plus, on peut remarquer un épaulement présent d'un seul côté de la sinusoïde. La pente maximale du profil est inférieure à celle du cône de la pointe AFM utilisée pour la mesure, la forme du profil correspond donc bien à la réalité de l'échantillon, et n'est pas un artefact de mesure.

L'allure sinusoïdale peut s'expliquer par des effets de bord dus aux très faibles dimensions du réseau. En effet, les produits de réaction créés au cours de la gravure RIE peuvent venir gêner le processus et produire un tel profil. En ce qui concerne l'épaulement, nous l'attribuons à une gravure partielle de l'aluminium protégeant les crêtes du réseau. Le processus d'ombrage dépose en effet l'aluminium de manière préférentielle sur un coté de la crête du réseau. De ce fait, le coté moins protégé est partiellement gravé lors de la RIE.

3.2.3 Rétroaction autour de la longueur d'onde de Bragg

Autour de la longueur d'ondes de Bragg, la puissance se propageant dans le guide d'ondes est progressivement réfléchi par le réseau de Bragg. Nous présentons tout d'abord le modèle des modes couplés, qui permet de prévoir la réponse spectrale d'un réseau de Bragg. Cette modélisation permet en outre d'introduire le coefficient de rétroaction κ du réseau. Nous caractériserons ensuite le guide d'ondes de Bragg réalisé et comparerons les spectres obtenus expérimentalement à ceux prévus par le modèle. Cette comparaison nous permet de mesurer le coefficient de rétroaction κ des guides d'ondes de Bragg.

3.2.3.1 Méthode des modes couplés

La modélisation du réseau de Bragg autour de la longueur d'onde de Bragg peut être réalisée par la méthode des modes couplés, dans laquelle le réseau est considéré comme une perturbation du guide d'ondes seul. On considère que l'effet de cette perturbation est de transférer une partie de l'énergie se propageant dans un sens vers l'autre sens de propagation. On considère de plus qu'il existe en tout point du guide de Bragg deux ondes : l'une se propageant dans le sens positif et l'autre dans le sens négatif selon l'axe z . Ces champs peuvent s'écrire respectivement sous la forme :

$$\begin{aligned} E^+(x, y, z, t) &= E^N(x, y) A^+(z) \cdot \exp^{i(\omega t - \beta z)} \\ E^-(x, y, z, t) &= E^N(x, y) A^-(z) \cdot \exp^{i(\omega t + \beta z)} \end{aligned}$$

où β représente la constante de propagation ($\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$), et ω la pulsation temporelle de l'onde. $E^N(x, y)$ est la carte de champ normalisée dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde. Les termes $A^+(z)$ et $A^-(z)$ dénommés amplitudes complexes correspondent aux variations spatiales de l'amplitude et de la phase des champs électriques introduites par la perturbation. Ces variations sont considérées comme lentes par rapport à la longueur d'onde des champs électriques.

Les équations gouvernant l'évolution des amplitudes A^+ et A^- sont les suivantes [71] :

$$\frac{dA^+(z)}{dz} = -j\kappa A^-(z) e^{-2j\delta kz} \quad (3.3a)$$

$$\frac{dA^-(z)}{dz} = j\kappa A^+(z) e^{2j\delta kz} \quad (3.3b)$$

La grandeur κ représente la force d'interaction entre le guide d'onde et le réseau. Ce paramètre apparaît au cours des calculs permettant d'aboutir aux formules 3.3a et 3.3b comme :

$$\kappa = \frac{k_0}{2n_{eff}} \iint C_{\Delta n}(x, y) |E^N(x, y)|^2 dx dy \quad (3.4)$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide et $C_{\Delta n}$ le coefficient de Fourier du premier ordre de la modulation d'indice introduite par le réseau. Le coefficient κ peut alors se comprendre comme l'intégrale de recouvrement entre le réseau et la carte d'intensité du mode guidé multipliée par la différence d'indice du réseau.

La grandeur δk correspond à la différence entre le demi-vecteur d'onde du réseau et celui du mode guidé.

$$\delta k = \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} = n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda} \right) \quad (3.5)$$

On a donc $\delta k = 0$ si l'on se place à la longueur d'onde de Bragg. Les grandeurs κ et δk s'expriment en m^{-1} , et on fait donc souvent appel aux grandeurs sans dimension κL et $\delta k L$ où L est la longueur du réseau.

Pour résoudre les équations 3.3a et 3.3b, une méthode consiste à effectuer le changement de variable :

$$\tilde{A}^+ = A^+ \exp^{j\delta kz} \quad (3.6a)$$

$$\tilde{A}^- = A^- \exp^{-j\delta kz} \quad (3.6b)$$

Cette transformation permet d'obtenir les équations suivantes :

$$\frac{d\tilde{A}^+(z)}{dz} = -j\kappa \tilde{A}^-(z) + j\delta k \tilde{A}^+(z) \quad (3.7a)$$

$$\frac{d\tilde{A}^-(z)}{dz} = j\kappa \tilde{A}^+(z) - j\delta k \tilde{A}^-(z) \quad (3.7b)$$

Les solutions de ce système s'écrivent :

$$\tilde{A}^+(z) = \mathcal{A} \frac{\delta k - j\Gamma}{\kappa} \exp^{\Gamma z} + \mathcal{B} \frac{\delta k + j\Gamma}{\kappa} \exp^{-\Gamma z} \quad (3.8a)$$

$$\tilde{A}^-(z) = \mathcal{A} \exp^{\Gamma z} + \mathcal{B} \exp^{-\Gamma z} \quad (3.8b)$$

où Γ vaut $\sqrt{\kappa^2 - \delta k^2}$, $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$ sont des constantes d'intégrations fixées par les conditions aux limites.

Ce modèle permet de connaître l'évolution des amplitudes propagative et contrapropagative le long du réseau, pourvu que les deux constantes d'intégrations soient définies. Les conditions aux limites nécessaires à la résolution du système d'équations (3.8a, 3.8a) sont résumées sur la figure 3.9. L'amplitude du signal injecté dans le guide d'ondes en entrée est connu : $A^+(0) = A_0^+$. La valeur de l'amplitude réfléchie $A^-(0)$ est inconnue, mais l'on sait qu'il n'y a aucune puissance entrante à la sortie du réseau, soit $A^-(L) = 0$. Deux conditions aux limites étant connues, nous pouvons calculer les constantes d'intégration $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$:

$$\mathcal{A} = \frac{\kappa A_0^+}{(\delta k + j\Gamma) \exp^{2\Gamma L} + j\Gamma - \delta k} \quad (3.9a)$$

$$\mathcal{B} = -\mathcal{A} \exp^{2\Gamma L} \quad (3.9b)$$

L'expression analytique de $A^+(z)$ et $A^-(z)$ est alors connue pour tout point z du réseau. L'évolution de la puissance le long du réseau est alors décrite par $P(z) = |A(z)|^2$. Nous avons utilisé les paramètres $\kappa L=1$ et $\delta k L = 0$ pour tracer les variations de puissance au long de la propagation reportées sur la figure 3.10.

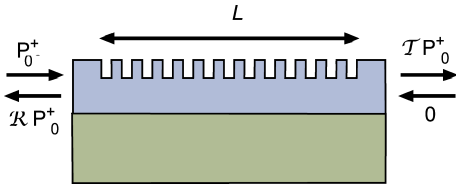


FIG. 3.9: Description des conditions aux limites du problème

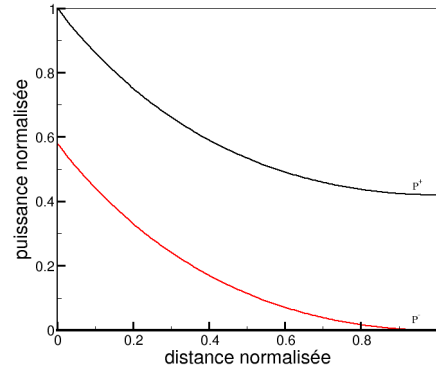


FIG. 3.10: Evolution des puissances propagative et contrapropagative le long du réseau. $\kappa L=1$ et $\delta k L = 0$.

L'écart entre la puissance portée par le mode propagatif et celle se propageant dans l'autre sens est constante. Les deux puissances décroissent selon une fonction en cosinus hyperbolique [71].

Le coefficient de transmission en puissance du réseau de Bragg est donnée par $\mathcal{T} = \left| \frac{A^+(L)}{A_0^+} \right|^2$, et celui en

réflexion $\mathcal{R} = \left| \frac{A^-(0)}{A_0^+} \right|^2$. Ces deux grandeurs peuvent être calculées par le formalisme décrit précédemment. Faire varier la valeur du paramètre δk revient à modifier la longueur d'onde du faisceau incident. Il est ainsi possible de calculer la réponse spectrale en transmission $\mathcal{T}(\lambda)$ ou en réflexion $\mathcal{R}(\lambda)$. La réponse théorique d'un guide d'ondes de Bragg avec $\kappa L=1$ et $L = 2\text{ cm}$ est représentée sur la figure 3.11.

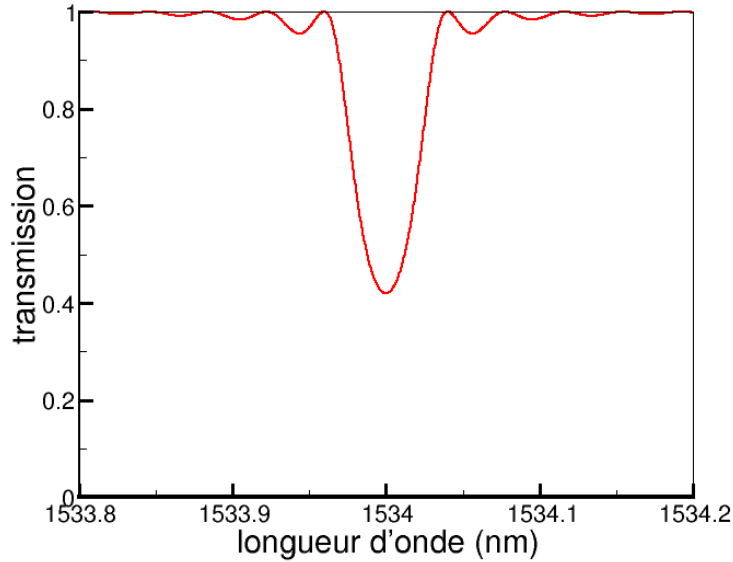


FIG. 3.11: Réponse spectrale en transmission d'un réseau. $\kappa L=1$ et $L=2\text{ cm}$.

La réflexion maximale est obtenue pour la longueur d'onde de Bragg, ici fixée à 1534 nm . de part et d'autre de ce creux en transmission se trouvent les deux maxima en transmission principaux. des maxima secondaires d'amplitude beaucoup plus faible que le principal sont également visibles.

Analysons l'influence de la largeur spectrale de la bande de réflexion $\delta\lambda$ et du coefficient de réflexion $\mathcal{R}$ sur l'allure du spectre. La largeur spectrale $\delta\lambda$ est définie comme la distance entre les deux maxima de transmission situés de part et d'autre du pic de réflexion principal. Le coefficient de transmission est mesuré en dB , sa valeur T_{dB} en fonction du coefficient linéaire T vaut $T_{dB} = 10\log(1 - T)$. L'évolution de $\Delta\lambda$ et T_{dB} est tracée en fonction de κ sur la courbe 3.12, et en fonction de L sur la courbe 3.13.

Le coefficient de transmission varie exponentiellement en fonction du produit κL . En effet, on peut démontrer que le coefficient de réflexion se met sous la forme :

$$R = (\tanh(\kappa L))^2$$

Lorsqu'elle est exprimée en dB : $T_{dB} = 10\log(1 - (\tanh(\kappa L))^2)$, cette fonction est quasi-linéaire pour

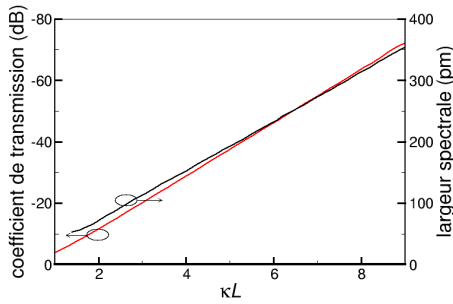


FIG. 3.12: Evolution du coefficient de transmission et de la largeur spectrale en fonction de κ . La longueur L est fixée à $1,5 \text{ cm}$

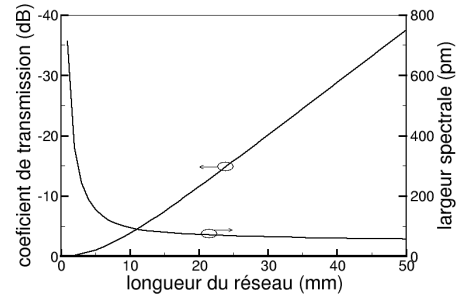


FIG. 3.13: Evolution du coefficient de transmission et de la largeur spectrale en fonction de la longueur du réseau. κ est fixé à 1 cm^{-1}

des valeurs de κL supérieures à 1. La largeur spectrale évolue de façon linéaire avec κ et de façon abrupte avec la longueur du réseau. Pour des réseaux plus courts qu'un centimètre, la largeur spectrale diminue très rapidement avec la longueur du réseau, alors qu'elle est quasiment constante pour des longueurs de réseau supérieures au centimètre. En effet, la largeur spectrale est définie par les interférences multiples entre les ondes réfléchies à chaque pas du réseau. La finesse de la réponse spectrale dépend donc du nombre d'ondes interférant, mais leur énergie est également importante. Puisque la puissance portée par le mode contrapropagatif est de plus en plus faible, une augmentation de la longueur du réseau apporte de moins en moins de restriction sur la condition d'interférence.

3.2.3.2 Mesure de la réponse spectrale d'un guide d'ondes de Bragg

La mesure de la réponse spectrale du guide de Bragg autour de la longueur d'onde de Bragg est délicate. Le réseau de Bragg est en effet sensible à la polarisation de l'onde guidée. Les mesures doivent donc être réalisées en lumière polarisée. Cette lumière est injectée dans le guide d'ondes via une fibre optique à maintien de polarisation, la puissance transmise étant récupérée par une seconde fibre optique, et transmise à un analyseur de spectre optique.

Nous avons constaté au cours de la modélisation que la largeur à mi-hauteur du pic observé dans le spectre en réflexion est de l'ordre de 100 pm . Pour avoir une bonne idée de la profondeur du pic, il faut donc détecter le spectre avec un appareil dont la résolution est de l'ordre de 10 pm . Or, la résolution de l'analyseur de spectre optique vaut 70 pm , ce qui est trop faible. Nous avons donc employé une source laser fibrée accordable avec une précision de 1 pm . Nous utilisons cette source en mode balayage avec un pas de 10 pm entre chaque longueur d'ondes émise. Il est possible de synchroniser la source accordable

avec l'analyseur de spectre optique pour qu'il effectue l'acquisition au moment de l'émission. Le schéma du montage utilisé est reporté sur la figure 3.14.

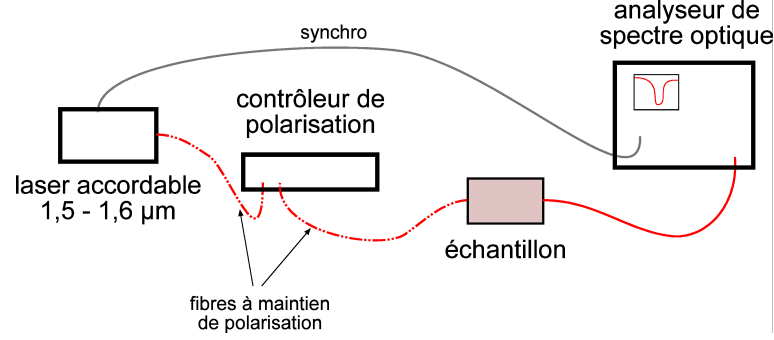


FIG. 3.14: Montage utilisé pour la mesure de la réponse spectrale du réseau.

Les mesures sont effectuées sur des guides d'ondes réalisés par échange d'ions argent - sodium dont la taille de la fenêtre de diffusion est $1,3 \mu m$. Le réseau gravé en surface a une longueur de $15 mm$ et une période de $499 nm$. La longueur d'onde de Bragg correspondante est située à $1528,8 nm$. Le substrat employé est dopé, et le signal transmis par le guide d'ondes est donc atténué à cause de l'absorption des ions erbium. Pour préserver une bonne interaction avec le réseau de Bragg gravé à la surface du substrat, les guides d'ondes doivent être peu enterrés. De ce fait, ils présentent une dissymétrie qui induit un comportement biréfringent. Nous nous attendons donc à mesurer un creux en transmission centré sur une longueur d'onde différente selon la polarisation.

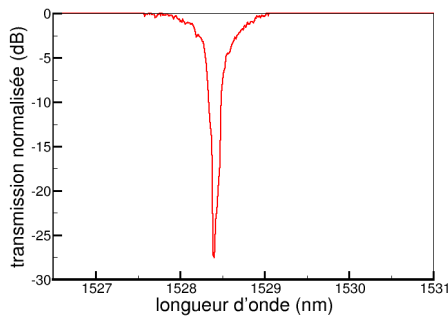


FIG. 3.15: Spectre de transmission du guide d'onde de Bragg en polarisation TE

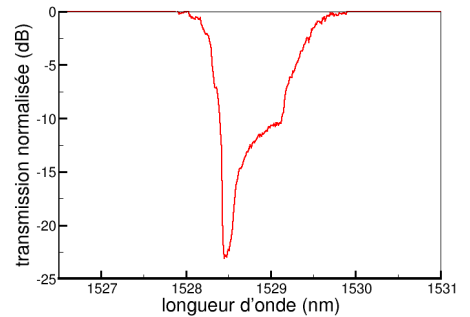


FIG. 3.16: Spectre de transmission du guide d'onde de Bragg en polarisation TM

Les spectres mesurés sont présentés sur la figure 3.15 pour le mode TE et 3.16 pour le mode TM. Le

spectre mesuré en injection TE comprend bien un pic de transmission unique à la longueur d'onde λ_{TE} , mais la réponse en polarisation TM est plus complexe. En effet, nous mesurons dans ce cas un creux en transmission s'étalant de λ_{TE} à une longueur d'onde que nous dénommons λ_{TM} . Ce comportement ne s'explique pas dans le cadre de la théorie des modes couplés, et nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante dans la littérature.

D'après ces mesures cependant, il apparaît que la force de rétroaction de la composante TE est supérieure à celle de la composante TM. De ce fait, le mode d'oscillation du laser réalisé à partir de ces guides d'ondes de Bragg a de fortes chances d'être polarisé selon TE. Le coefficient de rétroaction κ qui nous intéresse est donc celui associé à la polarisation TE.

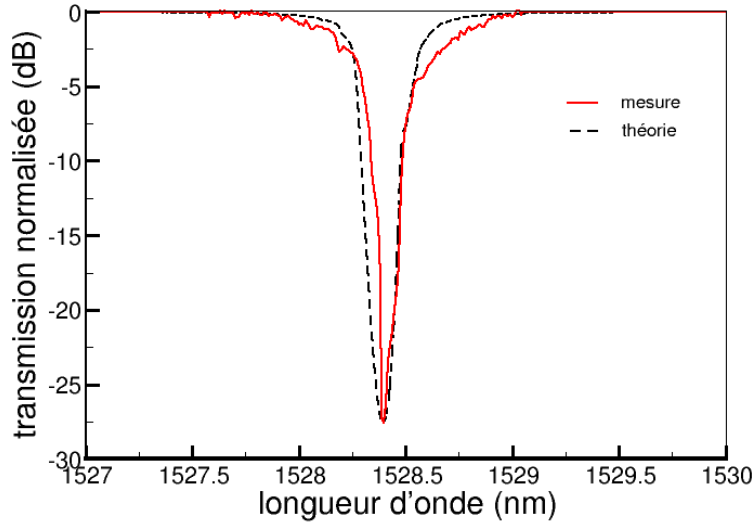


FIG. 3.17: Comparaison du spectre mesuré avec le spectre théorique calculé par la méthode des modes couplés

La figure 3.17 présente la réponse spectrale mesurée en polarisation TE accompagnée de la courbe calculée numériquement pour un réseau de longueur 15 mm et de coefficient de couplage réduit $\kappa L = 4,6$. L'absorption due à l'erbium a également été incluse dans cette simulation puisqu'il est possible, comme nous le verrons par la suite, d'inclure un coefficient de gain ou de pertes dans la méthode des modes couplés. Nous constatons un bon accord entre la courbe théorique et la courbe expérimentale, même si le creux mesuré expérimentalement est plus évasé que celui prédit théoriquement. Nous estimons les incertitudes de mesure à $\pm 0,5 \text{ dB}$, et la validité de l'accord théorie/mesure à $\pm 0,2$ sur la valeur de κL . Le spectre de transmission du réseau nous permet donc de définir la valeur du coefficient de couplage à $\kappa = 3,3 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$. Un tel réseau sur une longueur de 1 cm, possède donc un coefficient de réflexion

de 0,997. Cette valeur élevée permet d'envisager la réalisation de lasers DFB de longueur centimétrique.

3.2.4 Pertes à la longueur d'onde de pompe

En plus de la rétroaction à la longueur d'onde du signal, le réseau de Bragg a une influence sur le mode guidé à la longueur d'onde de pompe. Le couplage entre le mode de pompe et le réseau consiste en une fuite vers l'air ou le substrat, schématisé sur la figure 3.3. Ce découplage se traduit par une perte du signal de pompe tout au long de sa propagation, qui vient gréver les performances du laser. Une étude visant à diminuer ces pertes de pompe a été réalisée au laboratoire par S. Blaize [50]. La modélisation de l'interaction entre le mode guidé et le réseau repose sur un modèle planaire du guide d'ondes. A partir de la structure d'indice du guide d'ondes, la forme du mode guidé est calculée. Il est également possible de calculer la répartition d'intensité d'un échantillonnage de modes rayonnés. Ces données permettent de calculer le couplage entre le mode guidé et les modes rayonnés via le réseau. Si cette étude est menée pour un chaque longueur d'onde, il est possible de calculer le spectre théorique du coefficient de fuite.

Or, ce coefficient de fuite peut être mesuré expérimentalement. Cette caractérisation est réalisée grâce à la mesure du spectre de transmission du guide de Bragg éclairé par une source blanche. Cette dernière est une source halogène dont le spectre d'émission est compris entre 600 et 1700 nm. La puissance lumineuse émise par cette source est injectée dans le composant via une fibre optique multimode. La normalisation du spectre obtenu sur un guide d'ondes avec réseau à celle d'un guide sans réseau permet de retrouver la contribution des pertes dues uniquement au réseau. Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 3.18.

Nous observons un pic de découplage maximal situé autour de 1300 nm. La valeur du coefficient de découplage à la longueur d'onde 980 nm vaut $10 \pm 0,5 \text{ dB.cm}^{-1}$. Le pic situé à la longueur d'onde 980 nm est un artefact de mesure lié au fait que la réponse spectrale a été mesurée sur un guide d'ondes actif. La présence d'ytterbium entraîne ainsi une forte absorption autour de cette longueur d'onde, et le signal atteint le plancher de bruit de l'analyseur de spectre optique (1 pW) pour la mesure du guide d'ondes de Bragg et celle du guide d'onde seul.

Blaize et al. ont démontré que l'effet d'un superstrat déposé sur le réseau de Bragg permet de diminuer les pertes à la longueur d'ondes de pompe tout en conservant une bonne efficacité pour la longueur

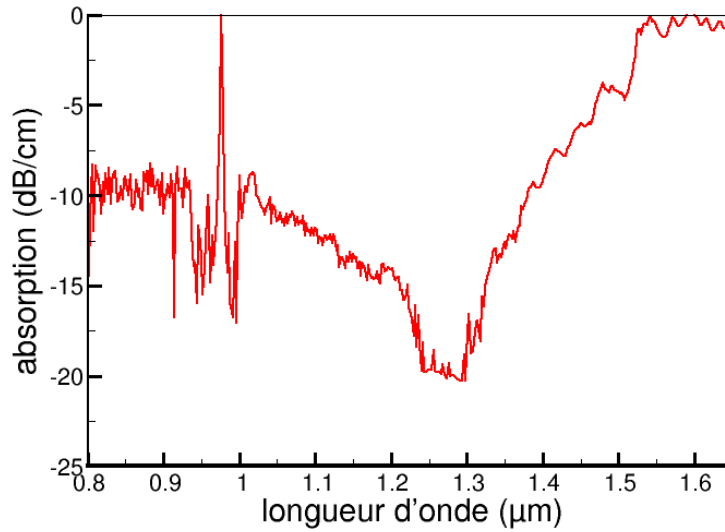


FIG. 3.18: Pertes en excès introduites par le réseau de Bragg

d'onde laser [72]. L'effet du superstrat est double : il diminue la différence d'indice du réseau et modifie la répartition d'intensité transverse du mode guidé. Les modélisations indiquent qu'à la longueur d'onde de pompe, l'effet prédominant est la diminution de l'efficacité du réseau, alors qu'à la longueur d'onde du signal, les deux effets du superstrat entrent en jeu. Puisque ces deux effets sont contradictoires, la rétroaction à la longueur d'onde de Bragg reste importante tandis que les pertes à la longueur d'onde de pompe sont fortement diminuées. Le graphe 3.19 permet de visualiser ce phénomène.

La valeur de l'indice de réfraction du superstrat doit donc être choisie au mieux pour réaliser ce compromis. L'utilisation d'un superstrat semble donc un moyen très élégant pour réduire les pertes à la longueur d'onde de pompe. L'efficacité de cette méthode a de plus été démontrée sur des lasers [72].

3.3 Saut de phase

L'étude succincte du laser à cavité Fabry-Perot lors du chapitre I a montré que les fréquences d'émission du laser étaient situées sur les maxima de transmission de la cavité passive. Ce principe reste valable pour les lasers à réseau de Bragg, avec une condition supplémentaire : l'émission laser est obtenue préférentiellement sur les longueurs d'ondes proches de λ_B . Le laser DFB est basé sur le guide de Bragg que nous venons de décrire. Il présente deux fréquences d'émission préférentielles, qui correspondent aux maxima de transmission situés de part et d'autre de la bande de réflexion.

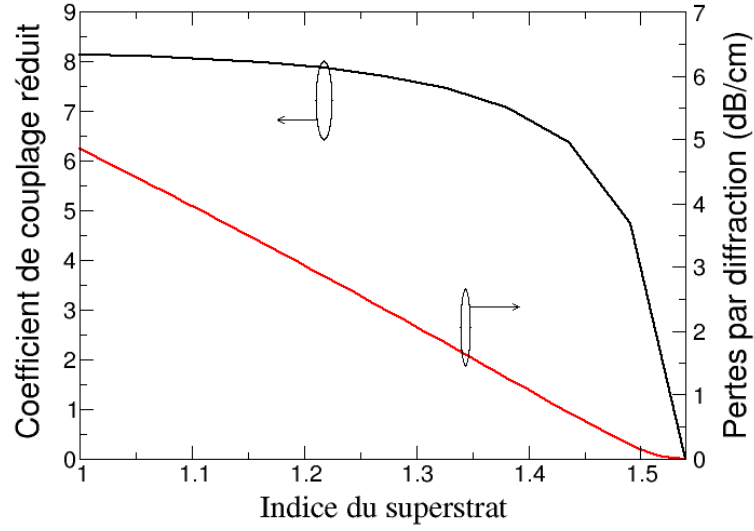


FIG. 3.19: Effet de l'indice de réfraction du superstrat sur le coefficient de rétroaction et les pertes à la longueur d'onde de pompe, d'après [64].

Pour obtenir une fréquence d'émission unique, il est nécessaire d'utiliser un saut de phase. Ce dernier est constitué par un décalage d'une moitié du réseau par rapport à l'autre. Sur un guide d'ondes passif, le saut de phase fait apparaître un pic de transmission situé au milieu de la bande de réflexion du réseau. C'est à la longueur d'onde de ce pic que l'émission laser a lieu. Dans cette section, nous présentons le principe du saut de phase, puis montrons comment intégrer son effet dans le modèle des modes couplés. Nous présentons ensuite la mise en oeuvre d'une méthode originale de réalisation d'un saut de phase distribué. Les guides d'ondes à saut de phase distribués sont finalement caractérisés et leurs spectres de transmission sont comparés à ceux prévus par le modèle.

3.3.1 Effet d'un saut de phase

3.3.1.1 Description et modélisation d'un saut de phase

Un saut de phase, représenté sur la figure 3.20 consiste à décaler toute une partie du réseau par rapport à l'autre. Ceci a pour effet une discontinuité brutale du déphasage entre l'onde optique et le réseau, d'où la dénomination de saut de phase. Dans la méthode des modes couplés, le déphasage entre l'onde optique et le réseau est décrit par le terme de phase de l'amplitude complexe $A(z)$. En effet, nous avons constaté que le déphasage entre une onde guidée et un réseau peut s'écrire : $\Delta\phi = \delta kz$, avec $\delta k = \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$. De ce fait, si l'on sépare le réseau en deux parties distantes de d , le déphasage dû au saut de phase s'écrit :

$\phi = \frac{\pi\Lambda}{d}$. Un décalage d'une demi-période de réseau correspond ainsi à un saut de phase de $\phi = \frac{\pi}{2}$.

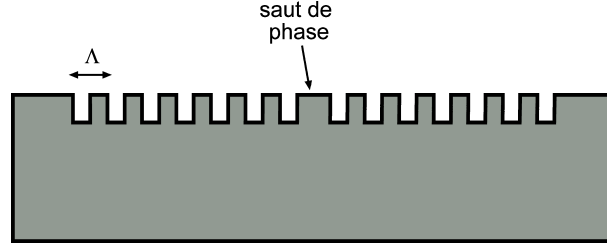


FIG. 3.20: Réseau présentant un saut de phase de $\frac{\pi}{2}$

L'effet d'un saut de phase est donc relativement aisé à implémenter dans le modèle des modes couplés. L'évolution des amplitudes complexes de l'onde propagative ($A^+(z)$) et contrapropagative ($A^-(z)$) est dans un premier temps calculée jusqu'au saut de phase. On effectue ensuite la transformation suivante :

$$A^+(z) = A^+(z) \cdot \exp^{j\phi} \quad (3.10a)$$

$$A^-(z) = A^-(z) \cdot \exp^{-j\phi} \quad (3.10b)$$

où ϕ est la valeur du saut de phase. Finalement, les amplitudes complexes sont calculées pour la dernière partie du réseau. Nous pouvons par ailleurs noter que cette méthode est compatible avec la modélisation d'un réseau contenant plusieurs sauts de phase.

3.3.1.2 Effet du saut de phase sur le spectre du guide d'ondes de Bragg

La modélisation du guide d'ondes de Bragg avec saut de phase permet de calculer le spectre d'un tel composant. La figure 3.21 permet de comparer ce spectre avec celui du même guide de Bragg sans saut de phase. Ce spectre et tous ceux présentés ultérieurement dans cette section sont calculés avec un guide d'onde de Bragg de longueur 2 cm, de coefficient de couplage réduit $\kappa L = 4$, et dont la longueur d'onde de Bragg a été fixée à 1534 nm. En l'absence de saut de phase, les faisceaux réfléchis à chaque demi-période de réseau sont en phase si l'on se place à la longueur d'onde de Bragg. A l'inverse, les faisceaux réfléchis sont en opposition de phase aux longueurs d'ondes correspondant aux maxima de transmission situés de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg. L'ajout d'un saut de phase implique que tous les faisceaux réfléchis dans la première partie du réseau sont en opposition de phase avec les faisceaux réfléchis dans la seconde partie. De ce fait, une transmission unitaire est obtenue pour cette longueur d'onde. La meilleure réflexion est alors obtenue pour une longueur d'onde telle que les faisceaux réfléchis ne

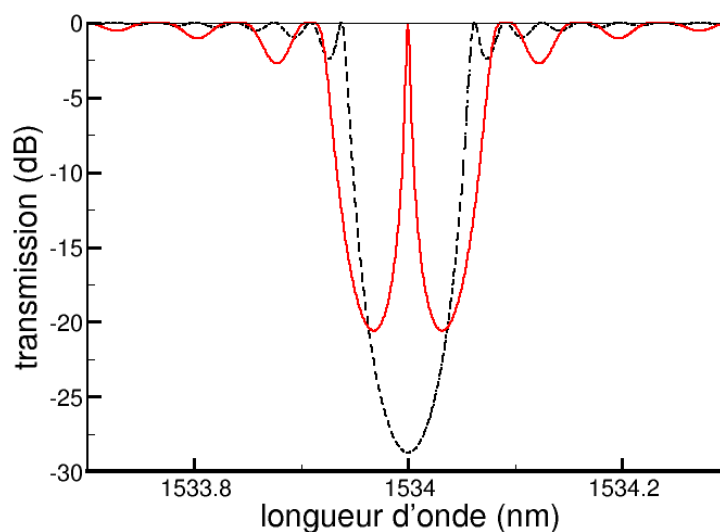


FIG. 3.21: Comparaison entre les spectres de transmission d'un guide d'ondes de Bragg avec et sans saut de phase

sont pas tout à fait en accord de phase, et est donc inférieure à la réflexion obtenue avec le réseau sans saut de phase.

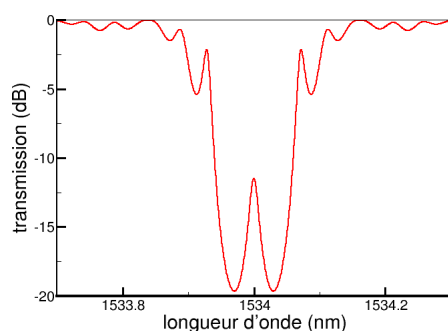


FIG. 3.22: Spectre de transmission du guide d'onde de Bragg avec saut de phase de $\frac{\pi}{2}$ situé au quart du réseau

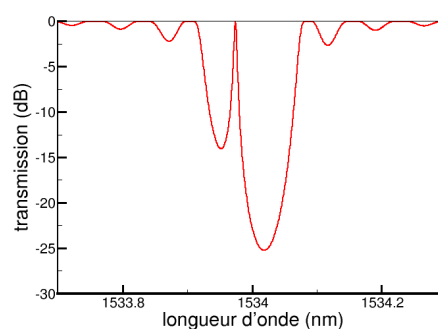


FIG. 3.23: Spectre de transmission du guide d'onde de Bragg avec saut de phase de $\frac{\pi}{3}$

La modélisation permet également d'analyser l'effet de la position et de la valeur du saut de phase. Le spectre obtenu avec un saut de phase placé au quart du réseau et non à la moitié est représenté sur la figure 3.22. Dans ce cas, la transmission à la longueur d'onde de Bragg n'est pas unitaire puisque les puissances des faisceaux réfléchis avant et après le saut de phase n'est pas équilibré. Même en opposition de phase, ces derniers ne s'annulent donc pas. La valeur du saut de phase détermine quant à elle la position du

maximum de réflexion à l'intérieur de la bande de réflexion du réseau. Le spectre d'un réseau contenant un saut de phase de $\frac{\pi}{3}$ reporté sur la figure 3.23 possède ainsi un maximum de transmission situé avant la longueur d'onde de Bragg. A cette longueur d'onde, les faisceaux réfléchis de part et d'autre du saut de phase sont en opposition de phase, et la puissance est donc transmise.

3.3.2 Le saut de phase distribué

3.3.2.1 Réalisation et modélisation d'un saut de phase distribué

Plusieurs méthodes de réalisation pratique du saut de phase existent. Il est tout d'abord possible de réaliser le saut de phase sur le masque de phase, si cette méthode est employée pour inscrire le réseau. Dans notre cas, une méthode d'inscription holographique est utilisée. Pour réaliser un saut de phase, une lame d'onde est en général utilisée pour créer un déphasage supplémentaire sur une partie du réseau inscrit. Bien que simple à mettre en oeuvre, cette méthode a cependant l'inconvénient d'introduire des réflexions parasites qui peuvent brouiller le réseau au voisinage du saut de phase.

Une seconde alternative consiste à réaliser le saut de phase sur le guide d'ondes, avant l'étape d'insolation du réseau. Un élargissement ou un rétrécissement du guide d'ondes, schématisé sur la figure 3.24 permet en effet de modifier l'indice effectif de propagation, et par là même, la longueur d'onde dans le guide. Le déphasage entre l'onde guidée et le réseau ne s'effectue pas à la même vitesse dans la section modifiée, et l'on obtient ainsi un saut de phase distribué. Cette méthode a initialement été adoptée pour la réalisation de sauts de phase dans les lasers DFB sur matériaux semi-conducteurs. Cependant, aucune étude n'a été menée à notre connaissance sur sa transposition dans le domaine de l'optique intégrée sur verre.

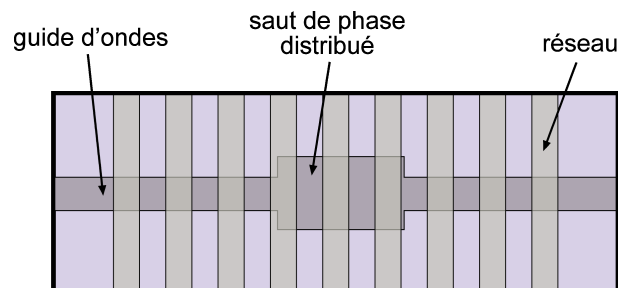


FIG. 3.24: Guide d'onde de Bragg à saut de phase distribué

Au premier ordre, l'indice effectif n'a pas d'influence sur la valeur du coefficient d'interaction κ , mais

en a une sur le déphasage δk . En effet, nous avons écrit précédemment ce paramètre sous la forme :

$$\delta k = \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} \quad (3.11)$$

Une faible variation Δn_{eff} de l'indice effectif induit ainsi une variation $\Delta \delta k$ de :

$$\Delta \delta k = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{eff} \quad (3.12)$$

La modélisation du guide de Bragg à saut de phase distribué peut ainsi être réalisé en utilisant un découpage du guide d'ondes en trois parties : la section précédant le saut de phase, la section du saut de phase et la section finale. Dans chaque partie, les paramètres κ et δk sont constants, et il est donc possible de calculer la fonction de transfert. Le paramètre δk est tout d'abord déterminé hors du saut de phase grâce à la relation 3.11, puis sa valeur dans la section du saut de phase est donnée par $\delta k_{spd} = \delta k + \Delta \delta k$, où le paramètre $\Delta \delta k$ est défini par l'équation 3.12.

3.3.2.2 Effet saut de phase distribué sur le spectre du guide d'ondes de Bragg

Le spectre théorique du guide d'ondes de Bragg contenant un saut de phase distribué permet de comparer ce type de saut de phase avec le saut de phase abrupt classique. Il est également utile d'utiliser le modèle pour dimensionner les sauts de phase que nous souhaitons réaliser. Les deux paramètres qu'il est possible de modifier dans le saut de phase distribué sont sa longueur L_{spd} et le différence d'indice effectif Δn_{eff} induite par l'élargissement ou le rétrécissement du guide d'ondes. Au premier ordre, nous pouvons écrire le déphasage supplémentaire induit par le saut de phase comme :

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} L_{spd} \Delta n_{eff} \quad (3.13)$$

Si nous fixons la longueur du saut de phase à 1 mm, la valeur de la variation d'indice effectif nécessaire vaut $3,8 \cdot 10^{-4}$. Or, l'utilisation de guides d'ondes réalisés par échange argent-sodium sur verre permet d'atteindre des valeurs de Δn_{eff} comprises entre 10^{-4} et 10^{-3} . La longueur du saut de phase choisie est donc bien adaptée à ce type de guides d'ondes.

Si nous utilisons le modèle avec les paramètres définis précédemment, nous observons un pic de transmission non centré sur la longueur d'onde de Bragg. En conservant la longueur du saut de phase distribué de 1 mm, une différence d'indice effectif $\Delta n_{eff} = 4,3 \cdot 10^{-4}$ a été déterminée pour obtenir un comportement semblable au guide d'onde de Bragg possédant un saut de phase abrupt de $\frac{\pi}{2}$. La formule 3.13 est donc valable qualitativement, mais il faut utiliser la modélisation pour obtenir des résultats quantitatifs.

D'après cette relation, le déphasage supplémentaire induit par le saut de phase est proportionnel aux paramètres L_{spd} et Δn_{eff} . La position du pic de transmission à l'intérieur de la bande de réflexion du réseau dépend donc de la longueur du saut de phase et de sa différence d'indice effectif. En effet, une variation de ces paramètres revient à modifier la valeur du saut de phase abrupt équivalent.

Le spectre calculé avec les paramètres $\kappa L = 4$, $L = 2 \text{ cm}$, $L_{spd} = 1 \text{ cm}$ et $\Delta n_{eff} = 4,3 \cdot 10^{-4}$ est représenté sur la figure 3.25, le spectre d'un guide d'ondes avec saut de phase abrupt étant reporté pour comparaison. Les spectres obtenus sont quasiment identiques dans la bande de réflexion du réseau, mais

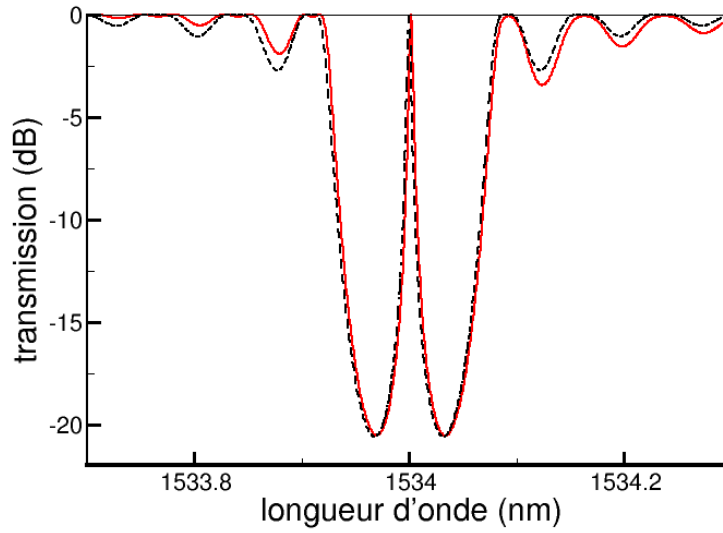


FIG. 3.25: Comparaison entre les spectres de transmission d'un guide d'ondes de Bragg avec saut de phase abrupt et distribué

il existe une légère différence au niveau des lobes secondaires. Alors que dans le cas du saut de phase abrupt, les lobes secondaires sont symétriques de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg, ces derniers sont plus prononcés d'un côté et moins de l'autre, selon le signe de $\Delta n_{eff} = 4,3 \cdot 10^{-4}$, c'est à dire selon que l'on élargit ou que l'on rétrécit le guide d'ondes pour créer le saut de phase distribué.

3.3.2.3 Caractérisation expérimentale des guides d'ondes de Bragg à saut de phase distribué

La modélisation des guides d'ondes de Bragg à saut de phase distribué nous a permis de fixer les ordres de grandeurs de leurs paramètres : longueur et différence d'indice effectif. Nous avons ainsi conçu un masque de lithographie de manière à réaliser ces composants. Sur ce masque, la longueur des sauts

de phase est fixée à 1 mm , la largeur de la fenêtre de diffusion des guides d'ondes est de $1,3\text{ }\mu\text{m}$, le saut de phase étant constitué d'un changement de largeur compris entre $-0,4$ et $+0,5\text{ }\mu\text{m}$, que nous repérerons par leurs numéros compris entre -4 et 5 . Les composants ont été réalisés sur des substrats dopés, donc absorbants à la longueur d'onde de Bragg des guides d'ondes. Le réseau de Bragg a un pas de 501 nm et une longueur de $1,5\text{ cm}$.

La mesure des spectres de transmission pour les différents guides d'ondes a été réalisée avec le montage décrit en 3.2.3.2. La lumière est émise par une source accordable polarisée, et sa puissance est mesurée en sortie du guide d'onde de Bragg grâce à un analyseur de spectre. Les spectres expérimentaux obtenus pour quatre des guides d'ondes sont reportés sur les figures 3.26 à 3.29.

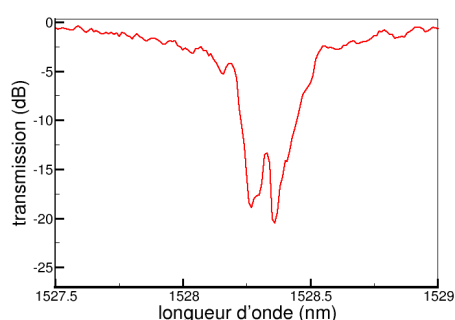


FIG. 3.26: Spectre de transmission du guide d'onde n°-2

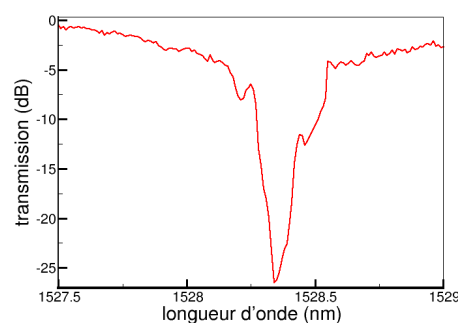


FIG. 3.27: Spectre de transmission du guide d'onde n°-1

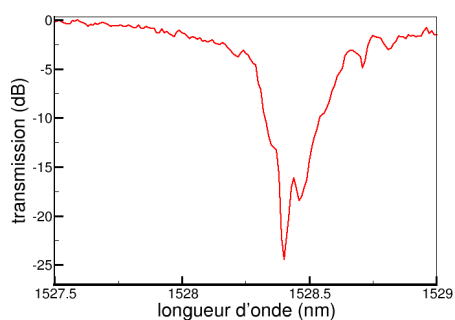


FIG. 3.28: Spectre de transmission du guide d'onde n°+2

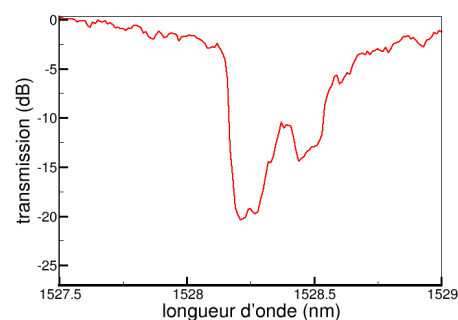


FIG. 3.29: Spectre de transmission du guide d'onde n°+4

Il apparaît que le guide numéro -2 présente un pic de transmission situé au milieu de la bande interdite. La transmission n'est pas unitaire à cause de des pertes importantes du guide d'ondes. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est possible d'introduire les pertes par propagation dans le modèle des

modes couplés. Connaissant le coefficient d'absorption de l'erbium, nous en avons déduit les pertes. Le modèle permet alors d'obtenir la réponse théorique du guide d'onde de Bragg à saut de phase distribué. La figure 3.30 permet de comparer le spectre mesuré expérimentalement et celui calculé en prenant en compte les pertes par propagation.

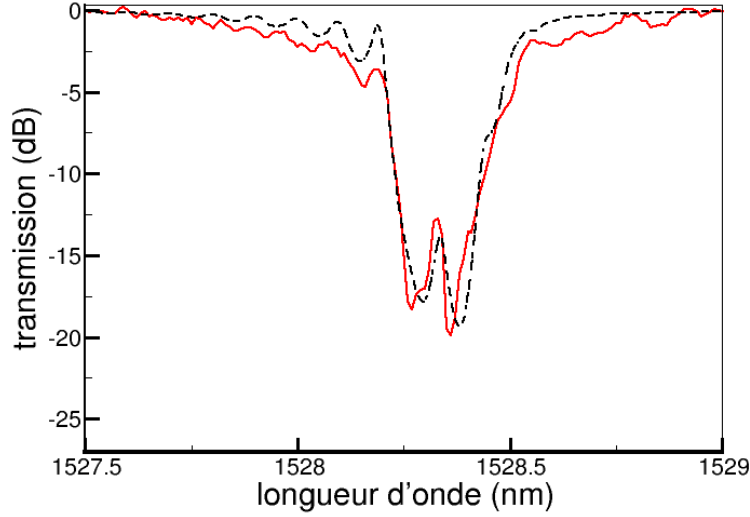


FIG. 3.30: Comparaison entre les spectres expérimentaux et théoriques de transmission du guide n° -2.

La courbe théorique tracée en pointillé sur la figure 3.30 a été calculée avec les paramètres $\kappa L=4,6$ et $\Delta n_{eff} = -4,9 \cdot 10^{-4}$. Nous pouvons noter un bon accord entre la courbe expérimentale et la courbe théorique, non seulement au niveau de la forme du pic de réflexion, mais également pour les pics secondaires qui apparaissent aux faibles longueurs d'ondes. Ce bon accord théorie expérience est valable pour les guides d'ondes compris entre -2 et +2 en conservant le même coefficient de rétroaction κ . Cependant, pour des valeurs de différence d'indice plus importantes, nous n'avons pas pu obtenir un aussi bon accord. Le modèle basé sur les modes couplés que nous avons développé pour modéliser les sauts de phase distribués semble donc juste tant que la valeur de la différence d'indice n'est pas trop importante.

Grâce au modèle, nous pouvons séparer la contribution du dopage du substrat induisant des pertes, de celle du réseau de Bragg. Il est donc possible de calculer la réponse spectrale que nous aurions obtenu sur un guide d'ondes de Bragg non dopé. La courbe résultante est reportée sur la figure ?? . Le spectre est très semblable à celui obtenu avec un guide d'ondes à saut de phase abrupt de $\pi/2$: un pic de transmission unitaire est présent au centre de la bande de réflexion du réseau. Les sauts de phase distribués sont donc

correctement dimensionnés pour réaliser la fonction de saut de phase de $\pi/2$ pour laquelle ils ont été conçus.

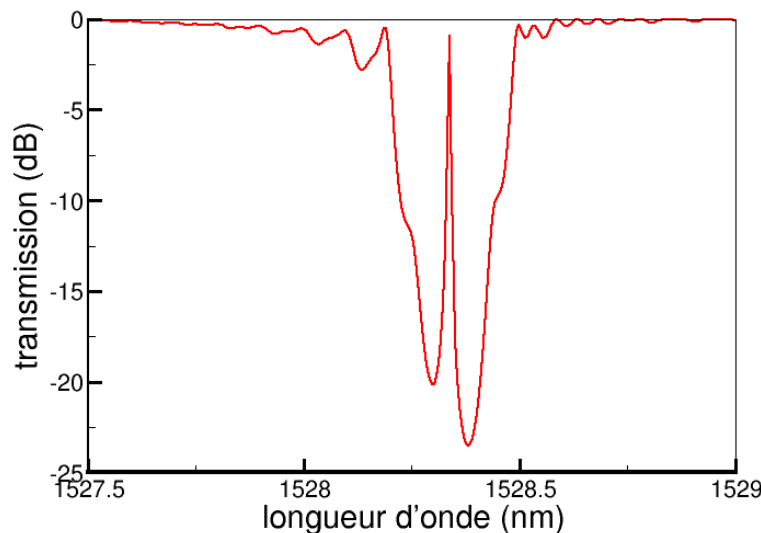


FIG. 3.31: Spectre de transmission du guide d'ondes de Bragg n° -2 passif calculé avec les paramètres déduits de la mesure.

3.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté le principe de l'interaction entre un guide d'ondes et un réseau de Bragg. Celle-ci est utilisée pour obtenir un élément de rétroaction sélectif en longueur d'ondes. Nous avons alors décrit le procédé d'inscription utilisé pour réaliser nos réseaux de Bragg, puis la caractérisation au microscope à force atomique de ces derniers. La modélisation du guide d'ondes de Bragg a ensuite été menée à bien grâce à la théorie des modes couplés. Celle-ci fait apparaître le coefficient de rétroaction κ , qui représente la force d'interaction entre le réseau de Bragg et le mode guidé. La caractérisation des réseaux de Bragg réalisés permet, via la confrontation avec la théorie, de mesurer la valeur de κ à $3,3 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$. Ce paramètre est primordial puisque dans le cas du DFB, il définit, avec la longueur du réseau, le comportement de la cavité laser.

Le réseau interagit non seulement avec le mode laser, mais également avec le mode à la longueur d'onde de pompe. Dans ce cas, l'effet est néfaste au fonctionnement du laser, puisque la puissance de pompe est diffractée vers l'extérieur du guide d'ondes. Les pertes en excès engendrées par le réseau sont de 10

$dB.cm^{-1}$. Une étude démontre cependant que ces pertes peuvent être fortement diminuées par l'ajout d'un substrat d'indice de réfraction judicieusement choisi sur le réseau.

La seconde partie traite du saut de phase, une modification du réseau de Bragg qui permet d'obtenir des lasers mono-fréquence. Nous avons simulé et caractérisé l'effet du saut de phase sur le spectre de transmission du laser. Nous avons de plus dimensionné des sauts de phase distribués de façon à simplifier leur réalisation par rapport au saut de phase classique. L'étude des spectres de transmission des guides d'ondes à saut de phase distribués nous a permis de valider ce dimensionnement et de démontrer la réalisation d'un saut de phase de valeur $\pi/2$.

Ce chapitre et le précédent nous ont permis de présenter les deux éléments principaux des laser DFB : le guide d'ondes amplificateur et le guide d'ondes de Bragg. Le chapitre suivant aborde la modélisation, la réalisation et la caractérisation des lasers DFB. Nous présenterons laser DFB, qui regroupe les modèles de modes couplés et d'amplification développés dans ce chapitre et le précédent. Les caractérisations de la puissance et du spectre de sortie des laser, ainsi que des fréquences d'émission de la matrice de lasers seront également menées à bien.

Chapitre 4

Caractérisation des matrices de lasers

Sommaire

4.1 Introduction	97
4.2 Principe et réalisation des lasers DFB en optique intégrée sur verre	99
4.3 Performances d'un laser DFB	108
4.4 Réalisation d'une matrice de lasers pour le DWDM	120
4.5 Conclusion	127

4.1 Introduction

Contrairement aux autres lasers intégrés (Fabry-Perot et DBR), le laser à contre-réaction répartie (DFB) est caractérisé par le fait que la zone d'amplification et la zone de rétroaction sont confondues. De ce fait, des études séparées du guide d'ondes de Bragg et du guide d'ondes amplificateur sont insuffisantes pour décrire le fonctionnement d'un tel composant. Le présent chapitre fournit donc une synthèse des deux précédents, avec comme objectif la compréhension et la caractérisation des lasers DFB réalisés en optique intégrée sur verre.

Nous présentons dans un premier temps le principe et la modélisation des lasers DFB. Le modèle des modes couplés présenté au cours du chapitre III est dans un premier temps amélioré pour prendre en compte l'existence d'un coefficient de gain. Le modèle développé lors de l'analyse de l'amplificateur au chapitre II est ensuite inclus dans la description des modes couplés. Le gain décrit dans ce cadre dépend des puissances de pompe et de signal laser présentes en un point donné de la cavité et varie donc selon la direction longitudinale. Il est alors possible d'analyser la répartition du signal à l'intérieur de la cavité

DFB.

Les procédés de réalisation des différentes puces de lasers sont présentés. Deux des puces réalisées sont caractérisées par la suite : la première possède un laser connectorisé dont on mesure la puissance de sortie et les caractéristiques dynamiques. La seconde contient une matrice de lasers émettant à différentes longueurs d'ondes, et sa caractérisation est menée à bien dans la dernière section du chapitre.

La caractérisation de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe est menée à bien. Cette mesure permet de mesurer le seuil et l'efficacité du laser. Le bruit d'intensité relatif (RIN) du laser a également été mesuré. Cette caractérisation nous permet de quantifier les performances des lasers dans un système de télécommunication. Finalement, la largeur de raie d'émission des lasers a été étudiée de façon théorique et pratique. La finesse de l'émission laser est démontrée par des mesures auto-hétérodynes. Nous démontrons de plus que la largeur de raie d'émission mesurée est proche de la valeur prédite par la théorie de Schalow-Townes, montrant une excellente stabilité thermique et mécanique de nos composants.

La dernière section de ce chapitre est consacrée à la caractérisation d'une des matrices de lasers que nous avons réalisé. Celle-ci est constituée d'un ensemble de lasers DFB. Grâce à une variation des paramètres opto-géométriques des guides d'ondes réalisés sur la même puce optique, il est possible d'obtenir des lasers émettant à des fréquences différentes et calibrées. Nous présentons d'abord le peigne fréquentiel d'émissions obtenu sur une puce réalisée par nos soins. Les espacements fréquentiels mesurés sont proches de ceux définis par l'Union Internationale des Télécommunications et la plage de fréquences d'émission avoisine le téraherth. Le décalage de l'ensemble du peigne fréquentiel grâce à un recuit est ensuite utilisé pour calibrer de façon absolue la fréquence d'émission des lasers. Finalement, nous montrons que la stabilité thermique de la puce est suffisante pour permettre un fonctionnement sans régulation thermique à température ambiante, au contraire des matrices de lasers réalisées sur matériau semi-conducteurs qui sont actuellement utilisées.

4.2 Principe et réalisation des lasers DFB en optique intégrée sur verre

4.2.1 Principe de fonctionnement des lasers DFB

Dans les lasers DBR ou Fabry-Perot, la fonction d'amplification est découplée de la fonction de rétroaction. En effet, les miroirs, qu'ils soient distribués ou non, se situent de part et d'autre du milieu amplificateur. Dans un laser DFB au contraire, ces deux fonctions sont localisées au même endroit, et sont de ce fait en interaction totale : le signal laser est à la fois amplifié et réfléchi en chaque point d'un guide d'ondes de Bragg amplificateur. Les différents éléments et signaux interagissant dans un laser DFB sont représentés sur la figure 4.1.

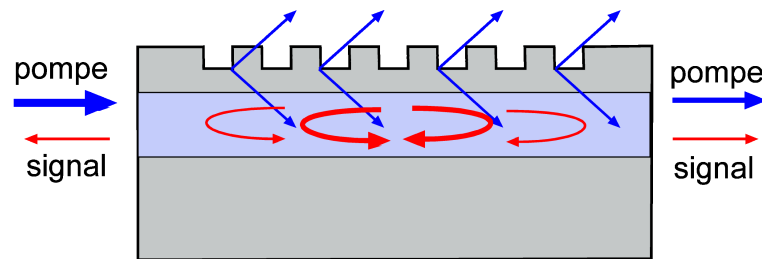


FIG. 4.1: Principe de fonctionnement d'un laser DFB en optique intégrée sur verre

La puissance de pompe injectée à l'entrée du laser est atténuée au cours de sa propagation du fait de l'effet du découplage induit par le réseau et de son absorption par le matériau amplificateur. D'autre part, le signal est créé par émission spontanée à l'intérieur du laser DFB. Le réseau de Bragg se comporte alors comme un miroir distribué qui permet de confiner le signal dans la cavité. Au cours de son trajet dans la cavité, le signal est amplifié. De ce fait, si le gain du guide d'ondes amplificateur est suffisant, une oscillation laser peut avoir lieu. La rétroaction induite par le guide d'ondes de Bragg possède une efficacité qui dépend de la longueur d'onde du signal. Il est ainsi possible d'obtenir un laser présentant une fréquence d'émission unique.

Pour modéliser ce composant, la méthode la plus simple est de considérer le gain constant sur toute la longueur de la cavité. Le gain peut alors être ajouté au modèle des modes couplés présenté au cours du chapitre III. Les fréquences d'émission du laser DFB ainsi que le gain au seuil peuvent être calculés de cette façon. Cependant, si l'on souhaite connaître la puissance de sortie du laser, il est nécessaire d'introduire un modèle du gain tenant compte de la saturation de ce dernier par le signal, puisque c'est

ce phénomène qui fixe la puissance de sortie du laser.

4.2.1.1 Modèle des modes couplés avec gain constant

La modélisation d'un guide d'ondes de Bragg amplificateur nécessite de repartir du formalisme des modes couplés, en considérant cette fois deux perturbations : le réseau couple la puissance d'un mode sur l'autre, et le gain modifie la puissance d'un mode au fur et à mesure de sa propagation. La répartition spatiale dans un plan transverse de l'intensité des modes est toujours considérée comme constante : seule la puissance portée par le mode varie avec la direction du guide d'ondes z . Les équations d'évolution locales des amplitudes complexes s'écrivent selon :

$$\frac{\partial A^+(z)}{\partial z} = -j\kappa A^-(z) e^{j\delta k z} + gA^+(z) \quad (4.1a)$$

$$\frac{\partial A^-(z)}{\partial z} = j\kappa A^+(z) e^{-j\delta k z} - gA^-(z) \quad (4.1b)$$

g est le coefficient de gain modal, il décrit l'augmentation de la puissance au cours de sa propagation et son unité est le m^{-1} .

Les équations 4.1a et 4.1b peuvent être résolues d'une manière identique au cas du réseau sans gain. Nous effectuons le même changement de variable, et les équations obtenues ont la même forme. Il faut cependant remplacer le terme δk par $j\xi$, ce paramètre étant défini par $\xi = g + j\delta k$. Nous obtenons ainsi les solutions :

$$\tilde{A}^+(z) = \mathcal{A} \frac{j(\xi + \Gamma)}{\kappa} \exp^{\Gamma z} - \mathcal{B} \frac{j(\xi - \Gamma)}{\kappa} \exp^{-\Gamma z} \quad (4.2a)$$

$$\tilde{A}^-(z) = \mathcal{A} \exp^{\Gamma z} + \mathcal{B} \exp^{-\Gamma z} \quad (4.2b)$$

La racine Γ est alors définie par $\Gamma = \sqrt{\kappa^2 + \xi^2}$.

Les conditions aux limites dans le cas du laser sont les mêmes que celles du réseau de Bragg, avec $A^+(0) = 0$. Les constantes d'intégration s'écrivent dans ce cas $\mathcal{A} = 0$ et $\mathcal{B} = 0$, sauf si l'expression suivante est vérifiée :

$$\frac{\Gamma - \xi}{\Gamma + \xi} e^{\Gamma L} + e^{-\Gamma L} = 0 \quad (4.3)$$

Cette relation entre les grandeurs κ , g , δk et L définit les modes d'oscillation longitudinaux possibles pour le laser. Nous pouvons noter qu'il est possible de réécrire l'équation 4.3 en fonction des paramètres réduits κL , gL et $\delta k L$, limitant le nombre de paramètres à trois. Par exemple, si nous fixons la valeur de κ par $\kappa L = 4$, il est possible de tracer l'évolution de la grandeur $F(\delta k L, gL) = \left| \frac{\Gamma - \xi}{\Gamma + \xi} e^{\Gamma L} + e^{-\Gamma L} \right|^2$ en

fonction des grandeurs réduites gL et δkL . Cette évolution est reportée sur la figure 4.2.

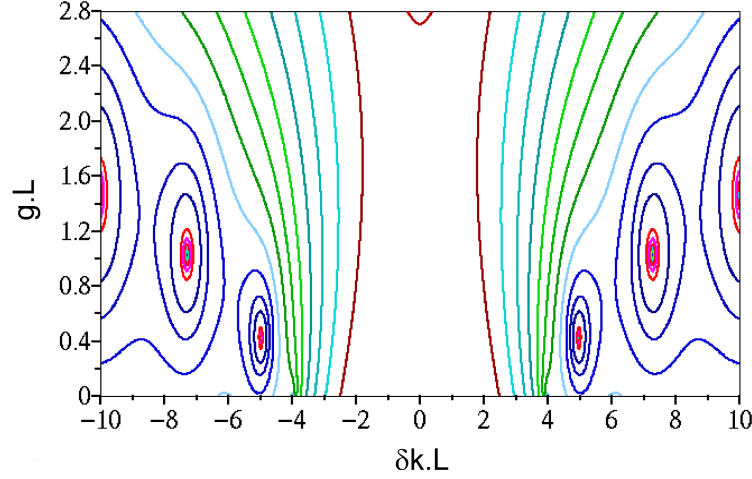


FIG. 4.2: Iso-contours de la fonction $F(\delta kL, gL)$ montrant les modes du laser avec $\kappa L=4$.

La fonction $F(\delta kL, gL)$ présente des pôles qui correspondent aux modes longitudinaux du laser. Il existe une infinité de modes possibles, chacun étant défini par un couple $(\delta kL, gL)$ donné. Nous pouvons remarquer que les modes sont disposés de façon symétrique par rapport à l'axe $\delta kL = 0$. Supposons que l'on réalise un laser DFB dont la force de rétroaction est telle que $\kappa L=4$, avec un taux de pompage tel que le gain réduit vaille $gL=1,2$. Dans cette situation, la figure 4.2 indique que quatre modes sont susceptibles d'être émis.

4.2.1.2 Modélisation du laser DFB réel

Pour modéliser le comportement des lasers DFB il est nécessaire de regrouper le modèle des modes couplés décrivant l'évolution de la puissance le long du réseau avec le modèle décrivant le gain en fonction des puissances de pompe et de signal. De ce fait, le gain varie selon la direction longitudinale z . Pour inclure ce phénomène, tout en conservant les équations des modes couplés présentées précédemment, il est nécessaire de raisonner par tranches de calcul, comme présenté sur la figure 4.3. La valeur des amplitudes complexes est calculée pour chaque tranche successivement, et les différents paramètres $(\delta k, g$ et $\kappa)$ sont alors considérés constants sur une tranche.

Cette approche nécessite la modification des conditions aux limites utilisées pour résoudre les équations

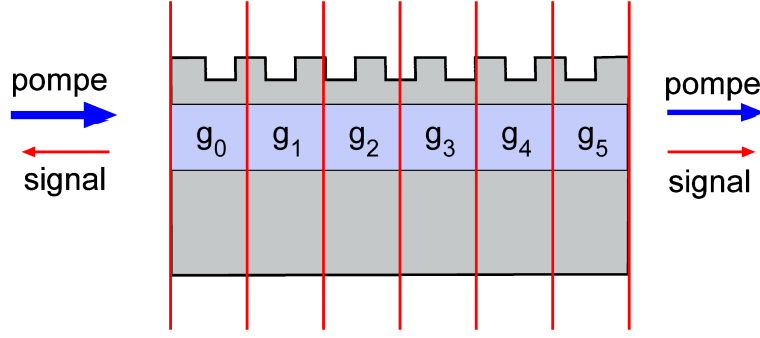


FIG. 4.3: Configuration utilisée pour calculer la puissance de sortie des lasers avec la méthode des modes couplés.

des modes couplés. La figure 4.4 résume les conditions aux limites utilisées dans la modélisation des différents composants. Les conditions aux limites du laser DFB à gain constant sont les mêmes que celles du guide d'ondes de Bragg sans gain, la puissance d'entrée étant nulle dans le premier cas. La modélisation du laser DFB réel doit intégrer celle du guide de Bragg et celle du guide d'ondes amplificateur, dont les conditions aux limites sont différentes.

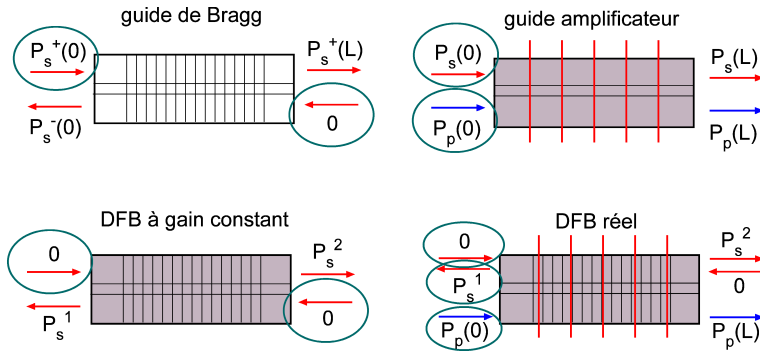


FIG. 4.4: Conditions aux limites utilisées dans la modélisation des différents composants étudiés. Les conditions entourées sont celles servant à calculer la solution.

Pour résoudre cette contradiction, il faut utiliser une valeur arbitraire de la puissance de sortie P_s^1 . Nous connaissons alors $A^+(0) = 0$ et $A^-(0) = \sqrt{P_s^1}$. Il est alors possible de calculer l'évolution des puissances dans chaque tranche de calcul, en utilisant les conditions aux limites $A^+(z) = A_z^+$ et $A^-(z) = A_z^-$. Elles permettent de définir les constantes d'intégration pour la tranche de cote z :

$$\mathcal{A}_z = \frac{j\kappa A_z^+ - (\xi - \Gamma)A_z^-}{2\Gamma} \quad (4.4a)$$

$$\mathcal{B}_z = A_z^- - \mathcal{A} \quad (4.4b)$$

Ceci permet le calcul des amplitudes complexes à la cote $z + \Delta z$, début de la tranche suivante. Le coefficient ξ est toujours défini par $\xi = g + i\delta k$ où g correspond au coefficient de gain modal qui a été présenté au cours du chapitre II comme l'intégrale du gain local $\gamma(x, y, z)$ dans le plan transverse : $g(z) = \iint \gamma(x, y, z) \cdot I(x, y) dx dy$. Le gain modal peut être calculé successivement dans chaque tranche du guide d'ondes amplificateur comme nous l'avons montré au cours du chapitre II.

L'algorithme permettant le calcul de la puissance émise par le laser est représenté sur la figure 4.5 : Les

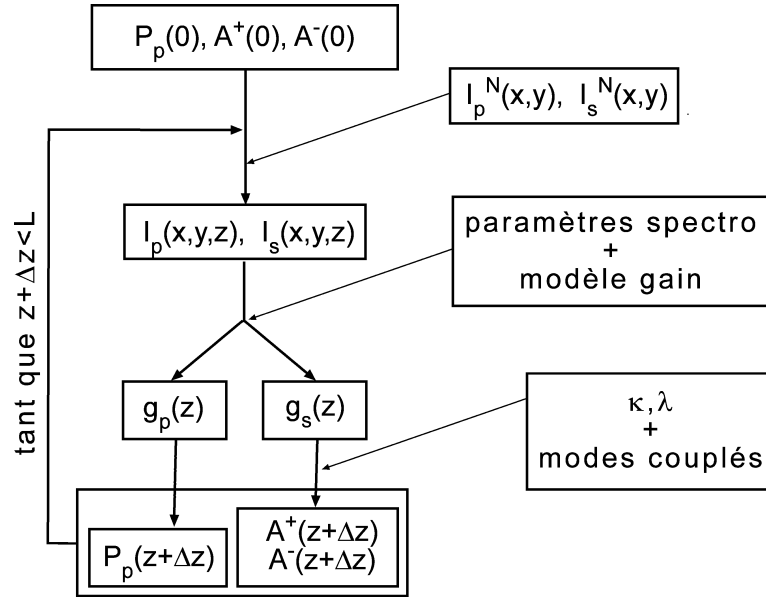


FIG. 4.5: Algorithme de calcul de l'évolution des puissances dans le laser DFB.

paramètres d'entrée sont la puissance de pompe $P_p(0)$ injectée dans le laser et l'amplitude complexe du signal sortant en $z=0$: $\sqrt{P_s^1}$ dont nous devons fixer arbitrairement la valeur. L'amplitude complexe du signal entrant en $z=0$ est nulle. Ces valeurs permettent de calculer les répartitions d'intensité dans la section transverse du laser, grâce à la donnée des cartes d'intensité normalisée. Le modèle du gain dans l'amplificateur permet alors le calcul du gain à la longueur d'onde laser et des pertes à la longueur d'onde de pompe. Ces derniers sont utilisés dans le modèle des modes couplés pour déterminer les amplitudes complexes en entrée de la tranche de calcul suivante.

Outre la valeur de la puissance de sortie P_s^1 , la longueur d'onde à laquelle l'effet laser est possible est inconnue et nous devons également fixer arbitrairement sa valeur. De ce fait, la solution calculée avec une valeur quelconque du couple (λ, P_s^1) a toutes les chances de ne pas correspondre à une solution physique.

Une telle solution est en effet obtenue si et seulement si la puissance entrante à la cote L du laser est nulle : $P_s^-(L) = 0$. Or, la valeur de $P_s^-(L)$ est connue à l'issue du calcul dont l'algorithme vient d'être présenté. Nous devons donc effectuer ce calcul pour un grand nombre de valeurs de (λ, P_s^1) de façon à trouver la longueur d'onde de chaque mode laser ainsi que sa puissance de sortie. Les modes apparaissent comme des annulations de la fonction $P_s^-(L) = f(\lambda, P_s^1)$, de façon similaire au résultat présenté sur le graphe 4.2. Une fois le mode localisé, nous utilisons un algorithme de type Newton-Ravson pour converger vers le zéro de la fonction $P_s^-(L) = f(\lambda, P_s^1)$, et ainsi trouver la valeur exacte du couple (λ, P_s^1) correspondant à la solution physique.

4.2.2 Analyse théorique du laser DFB

Les paramètres de simulation utilisés sont ceux qui avaient été définis lors de l'étude du guide d'ondes amplificateur et du guide d'ondes de Bragg. Les champs de la section transverse sont modélisés par une gaussienne discrétisée en 14×14 points. Le guide d'ondes est de plus découpé en 100 tranches longitudinales. Le calcul d'un tel laser doit être repris 20×20 fois pour tracer une carte $P_s^-(L) = f(\lambda, P_s)$ suffisamment précise pour pouvoir visualiser la position des modes. Cette méthode utilise un temps de calcul relativement important, mais la réalisation d'un code optimisé (écrit en langage C) nous permet de réduire considérablement ce dernier. Le calcul de la position et de la puissance des quatre premiers modes d'un laser DFB de longueur 2 cm est par exemple réalisé en quelques minutes.

La figure 4.6 présente l'évolution de la puissance du signal laser à l'intérieur de la cavité. Les paramètres utilisés pour réaliser cette simulation sont ceux définis dans le chapitre II en ce qui concerne le guide d'ondes amplificateur. La longueur du DFB est $2,4 \text{ cm}$, le coefficient de rétroaction $\kappa = 3,3 \text{ cm}^{-1}$. Les pertes à la longueur d'onde de pompe sont de $4,2 \text{ dB.cm}^{-1}$ et la puissance de pompe injectée est de 220 mW .

Nous pouvons constater que la puissance du signal au centre du réseau est plus importante que sur les bords. De plus, la puissance en $z=0$ et en $z=L$ représente la puissance sortant du côté contrapropagatif et propagatif respectivement. La courbe indique que ces deux puissances ne sont pas égales : la puissance sortant du côté où la pompe est injectée est plus importante. Ceci peut être expliquée par les pertes à la longueur d'onde de pompe, dont la conséquence est un déséquilibre dans la répartition de la puissance de pompe. Le gain est ainsi plus important du côté où le laser est pompé, ce qui entraîne une puissance

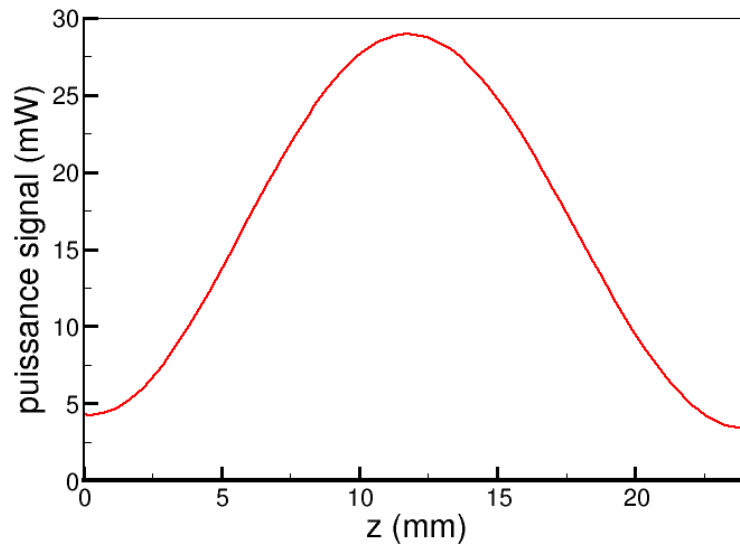


FIG. 4.6: Evolution de la puissance signal à l'intérieur de la cavité laser.

de sortie plus importante de ce côté.

4.2.3 Réalisation des lasers DFB

Les processus de réalisation de chacune des parties de la puce ont été précédemment décrits au cours des chapitres II et III. Nous effectuons ici une synthèse des différentes étapes technologiques. Les substrats utilisés sont de forme circulaire de diamètre 6 cm et de $1,5\text{ mm}$ d'épaisseur. Ils sont composés de verre phosphate codopé en ions erbium et ytterbium avec des concentrations égales de $2,5 \cdot 10^{26}\text{ m}^{-3}$. La figure 4.7 résume les différentes étapes technologiques nécessaires à la réalisation de ces lasers DFB.

Des guides d'ondes légèrement enterrés sont réalisés dans le verre dopé par échange d'ions argent - sodium. Ils sont longs de 4 cm et espacés de $250\text{ }\mu\text{m}$, chaque plaquette en contient soixante. A ce stade, la puce comporte des guides amplificateurs. Ceux-ci deviennent des lasers avec l'ajout d'un réseau de Bragg inscrit perpendiculairement aux guides d'ondes. Ce dernier est formé dans une résine photosensible par un procédé holographique, puis reporté dans le verre par gravure plasma. Une fois le laser réalisé, il est découpé et ses arêtes sont polies. L'injection de puissance lumineuse dans le composant ainsi que sa récupération en sortie sont également nécessaires. L'ensemble de ces étapes technologiques visant à assurer un transfert d'énergie maximal est appelé connectivisation. Cette étape est importante pour la caractérisation du laser, c'est pourquoi nous l'aborderons en détail.

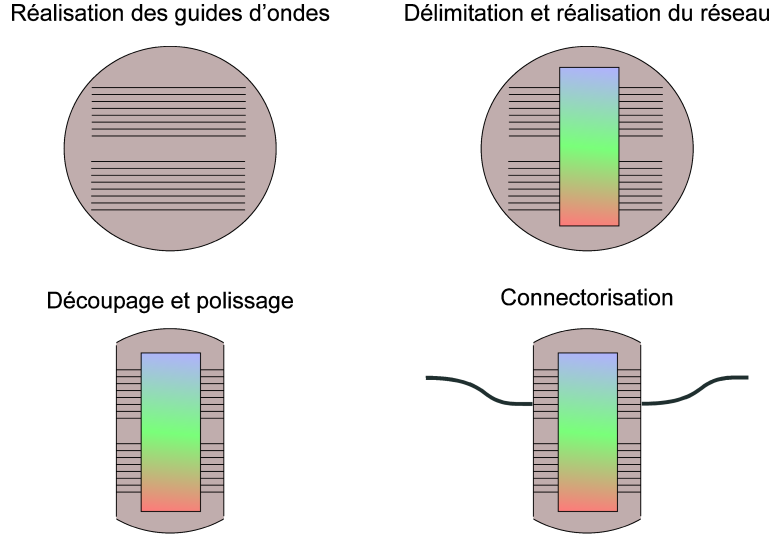


FIG. 4.7: Processus de réalisation d'un laser DFB en optique intégrée sur verre.

Deux étapes sont nécessaires pour assurer un couplage optimal et reproductible : l'optimisation du transfert de puissance et la fixation définitive de la position relative des fibres optiques d'entrée/sortie et du guide d'ondes réalisé. Pour minimiser les pertes de transmission, nous devons au préalable avoir identifié leurs différentes causes.

Le premier type de pertes dans le couplage entre deux guides d'ondes optiques est lié au raccord de modes. L'efficacité η_c de ce couplage est égale à l'intégrale de recouvrement entre la répartition transverse du mode guidé supporté par le guide d'onde et celui de la fibre optique [73].

$$\eta_c = \frac{|\iint E_A(x, y) \cdot E_B(x, y) dx dy|^2}{\iint |E_A(x, y)|^2 dx dy \cdot \iint |E_B(x, y)|^2 dx dy} \quad (4.5)$$

Les guides d'ondes que nous réalisons sont très confinés, la taille du mode guidé supporté est ainsi beaucoup plus faible que celle du mode guidé supporté par les fibres optiques. Ceci entraîne des pertes importantes lors du couplage. Ces dernières peuvent être minimisées par une rediffusion locale des guides au niveau de l'entrée et de la sortie du composant. La rediffusion engendre un agrandissement de la taille du guide d'onde et une diminution de la différence d'indice de réfraction. Ces deux effets impliquent un élargissement de la taille du mode supporté par le guide. De plus, le processus de rediffusion étant graduel, une transition adiabatique entre le guide amplificateur et les extrémités rediffusées est obtenue.

La réflexion aux interfaces air/verre et verre/air est la seconde cause de pertes dans le couplage entre guides d'ondes et fibre optiques. La valeur de ces pertes de Fresnel est de l'ordre de 4%, ce qui conduit à un total d'environ 15% sur l'ensemble des interfaces pour la connectivisation en entrée et en sortie du composant. En supplément des pertes infligées sur le signal récupéré en sortie, ces réflexions ont l'inconvénient de renvoyer de la puissance optique dans les différents éléments situés en amont, ce qui peut les déstabiliser voire les endommager. L'effet de ces deux points néfastes peut être fortement diminué de la façon suivante : tout d'abord, la puissance réfléchie est dans un premier temps minimisée grâce à l'ajout d'un milieu d'indice proche de ceux de la fibre optique et du verre du composant. Les indices de réfraction sont typiquement de l'ordre de 1,47 pour la fibre optique et 1,5 pour le verre des composants d'optique intégrée. L'emploi d'un liquide dont l'indice de réfraction est situé entre ces deux valeurs, par exemple 1,48 réduit alors les pertes par couplage d'un facteur 100. Deuxièmement, le retour de puissance vers les éléments amont du circuit optique peut être fortement diminué grâce au polissage des arêtes d'entrée et de sortie du composant et de l'extrémité des fibres optiques en biseau avec un angle de 8° . La puissance perdue est alors réfléchie à l'extérieur du circuit optique.

Finalement, il est souvent intéressant de fixer de façon définitive la position relative du guide d'ondes et des fibres optiques. Des colles durcissant aux ultra-violets sont couramment utilisées pour réaliser cette fonction. Elles sont transparentes dans les longueurs d'ondes utilisées, possèdent un indice de réfraction contrôlé, et ne se durcissent que lorsqu'elles sont soumises à un rayonnement ultra-violet ce qui permet d'optimiser le positionnement relatif lorsque la colle est encore liquide, puis de fixer cette position grâce à une insolation. Une photographie d'un laser connectivisé est représentée sur la figure 4.8.

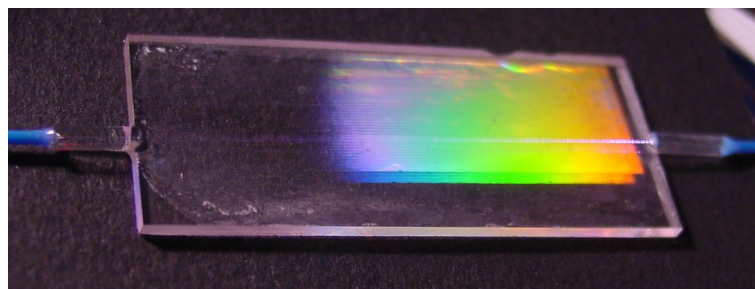


FIG. 4.8: Photographie d'un laser connectivisé

En résumé, les différentes étapes nécessaires à la connectivisation sont les suivantes :

- polissage à 8° des arêtes du guide d'ondes et de la fibre optique,

- rediffusion de l'extrémité du guide d'ondes,
- pose de colle optique aux raccords guide d'ondes / fibre optique,
- optimisation du couplage,
- durcissement de la colle.

La suite de ce chapitre présente les résultats obtenus pour deux des puces que nous avons réalisées.

- La puce *a* contient les lasers dont la puissance de sortie est la plus importante. La longueur du réseau est de $2,4\text{ cm}$, les guides d'ondes ne contiennent pas de saut de phase distribué et l'un des laser de la puce a été connecté. Cette puce est utilisée pour caractériser le laser DFB seul.
- La puce *b* contient d'une part les guides d'ondes avec saut de phase distribués qui ont été présentés dans le chapitre III, et d'autre part une série de guides d'ondes de taille variable sans saut de phase. Cette puce n'a pas été connectée de façon à pouvoir atteindre tous les guides d'ondes de la plaquette. La longueur du réseau est de $1,5\text{ cm}$, le coefficient de rétroaction réduit κL a été mesuré à $4,6$ et les pertes à la longueur d'onde de pompe valent 10 dB.cm^{-1} . Cette puce est utilisée pour caractériser la matrice de lasers.

4.3 Performances d'un laser DFB

4.3.1 Caractéristique $P_s(P_p)$

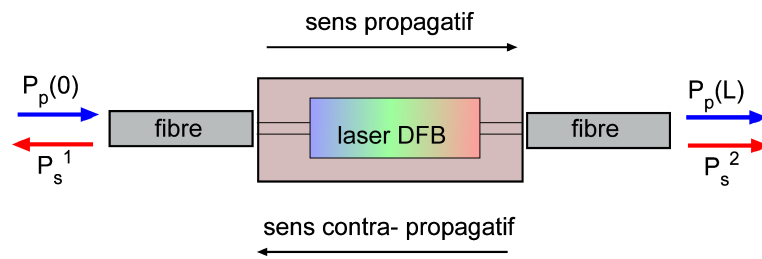


FIG. 4.9: Description des grandeurs mises en jeu pour la caractérisation de la puissance de sortie du laser.

La caractéristique du laser décrit l'évolution de la puissance de sortie avec la puissance de pompe injectée dans le composant. La mesure de cette caractéristique est effectuée avec le montage schématisé sur la figure 4.10. La diode de pompe est reliée à un multiplexeur $980\text{ nm} / 1550\text{ nm}$. La puissance de pompe est injectée dans le composant via la voie commune du multiplexeur. Le laser émet dans les deux directions : le sens propagatif et le sens contrapropagatif, comme schématisé sur la figure 4.9.

La puissance sortant du coté contrapropagatif est recueillie par un détecteur de puissance optique relié à la sortie 1550 nm du multiplexeur. D'autre part, la puissance émise dans le sens propagatif est mesurée par un analyseur de spectre optique.

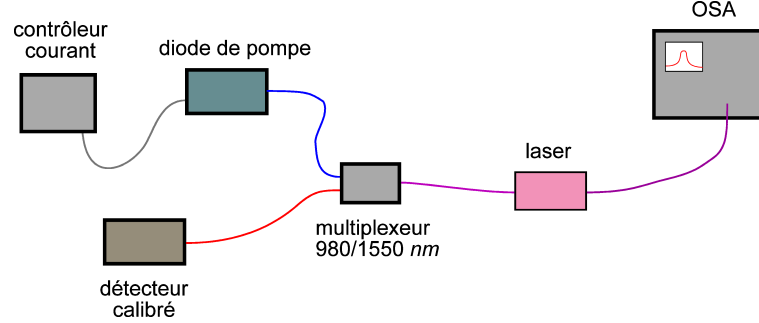


FIG. 4.10: Montage de caractérisation de la puissance de sortie du laser

Le composant caractérisé est le laser connectorisé de la puce *a*. Il est constitué d'un guide d'onde de longueur 4,1 cm surmonté d'un réseau de 2,4 cm. Le réseau débute à 2 mm de la face d'injection de la puissance de pompe. Nous avons montré dans la section précédente que la puissance P_s^1 émise par le laser du coté contrapropagatif est supérieure à celle émise du coté propagatif P_s^2 , car le gain est plus élevé du coté où la puissance de pompe est injectée. L'analyseur de spectre optique placé du coté propagatif est donc utilisé uniquement pour vérifier le spectre d'émission du laser.

Toutes les puissances d'émission du laser sont mesurées en sortie de fibre optique. Le seuil d'émission laser est de 60 mW de puissance de pompe. L'efficacité du laser vaut 2,7 %, ce qui permet d'atteindre une puissance de sortie de 4,3 mW pour une puissance de pompe injectée 220 mW. L'incertitude sur les mesures provient essentiellement de l'incertitude sur le coefficient de couplage à l'entrée et à la sortie du guide d'ondes. Nous avons calculé une incertitude de mesure de $\pm 5\%$ sur la puissance de sortie et sur la puissance de pompe injectée.

Nous avons calculé grâce au modèle présenté dans la section précédente la caractéristique du laser connectorisé de la puce *a*. Le guide d'ondes de Bragg de ce laser n'ayant pas été caractérisé, la valeur des pertes induites par le réseau à la longueur d'onde de pompe α_p ainsi que le coefficient de rétroaction κ n'ont pas été mesurés et sont donc considérés comme des paramètres libres. Nous trouvons un bon accord entre la théorie et l'expérience pour $\alpha_p = 4,2 \text{ dB.cm}^{-1}$ et $\kappa L = 4,6$. Tous les autres paramètres

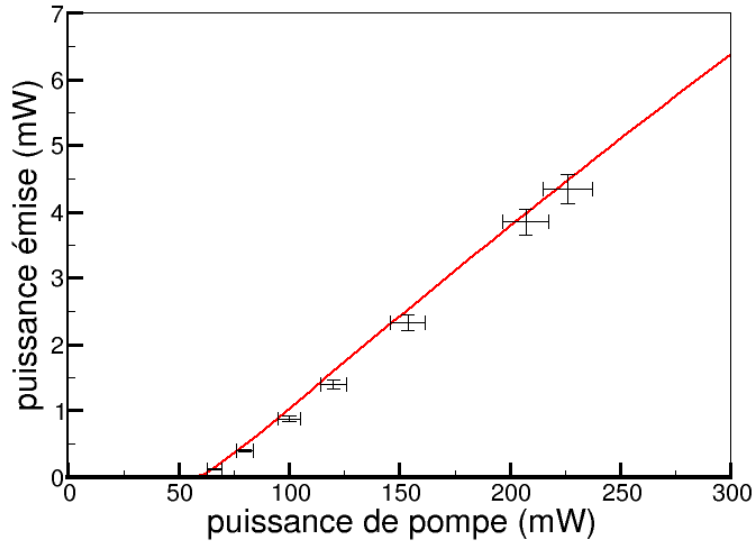


FIG. 4.11: Mesure de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe injectée

ont été soit mesurés soit déterminés par la mesure du gain de l'amplificateur. Le résultat est présenté en trait plein sur la figure 4.11. Le modèle permet donc de rendre compte de l'évolution de la puissance de sortie du laser avec la puissance de pompe.

4.3.2 Bruit d'intensité

La mesure du bruit d'intensité relatif du laser consiste à caractériser les fluctuations de la puissance de sortie du laser. Ces fluctuations du signal optique sont mesurées dans le domaine électrique grâce à un détecteur rapide dont la bande passante est de 250 MHz. Cette information est ensuite analysée dans le domaine fréquentiel grâce à un analyseur de spectre radio-fréquence.

Le RIN est mesuré sur le composant connecté de la puce *a*. La puissance de pompe fournie au laser est de 100 mW, correspondant à une puissance de sortie de 1 mW. Une telle limitation de la puissance de sortie est nécessaire pour se trouver dans le domaine de réponse linéaire du détecteur rapide. La puissance électrique par unité de fréquence ($dBm.Hz^{-1}$) mesurée grâce à l'analyseur de spectre est divisée par la puissance électrique continue mesurée sur le photodétecteur pour obtenir le bruit d'intensité relatif.

La densité fréquentielle de bruit mesurée par l'analyseur de spectre provient de trois contributions :

- La densité fréquentielle de bruit d'intensité optique du laser : δP_l ,

- La densité fréquentielle de bruit thermique du photodétecteur : δP_{th} ,
- La densité fréquentielle de bruit de grenaille du photodétecteur : δP_g .

Le bruit de grenaille P_g correspond au caractère quantifié du phénomène de photodétection. Sa densité fréquentielle est donnée par la formule : $\delta P_g = 2qU_{dc}$, q étant la charge de l'électron et U_{dc} la tension moyenne mesurée en sortie du photodétecteur. Dans notre cas, le bruit de grenaille vaut -170 dBm.Hz^{-1} . Cette valeur est inférieure au plancher de bruit de l'analyseur de spectre et sera donc négligée par la suite. Le bruit thermique est mesuré en injectant une puissance optique nulle dans le photodétecteur. Sa densité fréquentielle vaut environ -140 dBm.Hz^{-1} dans notre cas. Le bruit d'intensité relatif (RIN) est donc donné par la formule :

$$RIN = 10 \log \left(10^{\frac{\delta P_s}{10}} - 10^{\frac{\delta P_{th}}{10}} \right) - 10 \log P_{dc} \quad (4.6)$$

où δP_s est la densité de puissance mesurée en dBm.Hz^{-1} le laser étant en marche, δP_{th} est la densité de puissance mesurée en dBm.Hz^{-1} le laser étant arrêté, et P_{dc} étant la puissance moyenne détectée, mesurée en mW .

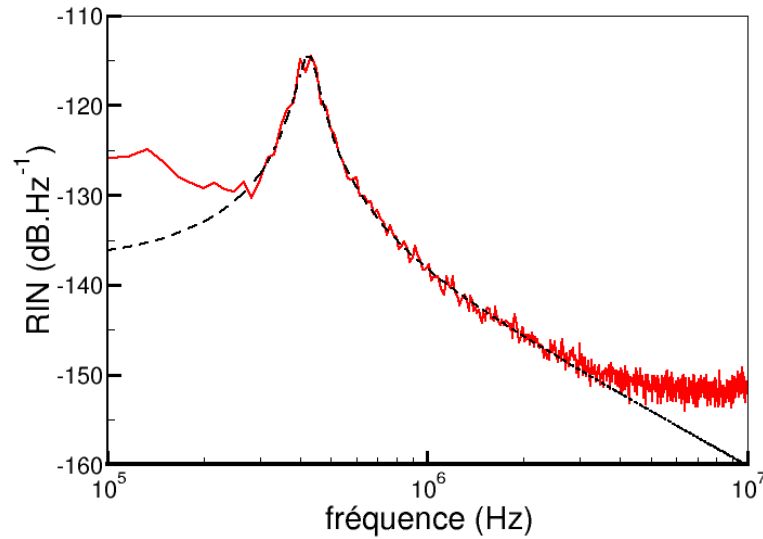


FIG. 4.12: Mesure du bruit d'intensité relatif du laser. La courbe en pointillé correspond à une interpolation.

Le RIN mesuré est présenté sur la figure 4.12. La courbe comporte un pic de résonance situé à la fréquence $430 \pm 10 \text{ kHz}$. L'incertitude sur cette mesure est prise égale à la résolution de l'analyseur de spectre. La modélisation du bruit d'intensité dans les diodes laser DFB sur matériaux semi-conducteurs

est donnée par [74] :

$$RIN = A_0 \frac{A_1 + \nu^2}{\left(1 - \frac{\nu^2}{\nu_r^2}\right)^2 + \frac{\nu^2}{\nu_d^2}} \quad (4.7)$$

Les termes qui nous intéressent sont la fréquence de résonance ν_r et la fréquence de relaxation ν_d qui définissent le comportement du laser comme un filtre du second ordre. Le ratio $\frac{\nu_r}{\nu_d}$ indique l'é étroitesse du pic de résonance et sa hauteur. Le résultat de l'interpolation est présenté en pointillés sur la figure 4.12. Cette interpolation permet de déterminer le paramètre $\nu_d = 2,6 \pm 0,08 \text{ GHz}$. l'incertitude sur ce résultat provient de l'incertitude de mesure à travers une interpolation. Nous avons estimé que l'erreur relative commise sur cette mesure est donc la même que sur la mesure de la fréquence de résonance, soit 3%.

Nous pouvons noter un désaccord entre le modèle et l'expérience aux basses et aux hautes fréquences. En ce qui concerne les basses fréquences, il a été constaté dans la littérature l'existence d'un bruit en $1/\nu$ dont la cause n'est pas déterminée avec certitude [74]. Aux hautes fréquences, le modèle prévoit une diminution constante du RIN. La mesure montre au contraire une stabilisation du bruit d'intensité vers une valeur de -155 dB.Hz^{-1} . Nous attribuons ce comportement au fait que nous atteignons le plancher de bruit de l'analyseur de spectre RF.

Le bruit d'intensité possède une influence sur le rapport signal à bruit (SNR) d'une transmission. Dans le cas d'une modulation analogique, le SNR est défini par [74] :

$$SNR = \frac{m^2}{2 \int_{BP} RIN} \quad (4.8)$$

m est l'indice de modulation, compris entre 0 et 0,5. Si le RIN est exprimé en dB.Hz^{-1} , le rapport signal à bruit de la transmission en dB peut donc être exprimé comme l'opposé de l'intégrale du RIN sur la bande de modulation. Nous avons reporté sur le graphe 4.13 le bruit d'intensité mesuré sur notre laser et celui mesuré sur une diode laser DFB commerciale réalisée sur matériau semi-conducteur. L'interpolation du bruit d'intensité du laser semi-conducteur permet d'extraire une fréquence de résonance de 6 GHz et une fréquence de relaxation de 15,8 GHz . Le rapport $\frac{\nu_r}{\nu_d}$ vaut alors 0,4 contre 0,2 dans notre cas. Ceci montre que le pic de résonance est plus étalé et moins élevé dans le cas de la diode laser semi-conducteur.

Le modèle nous permet de plus d'extrapoler les valeurs des deux mesures à toutes les fréquences désirées. Nous pouvons de ce fait calculer la valeur de $\int_{BP} RIN$ pour les deux composants. En utilisant une

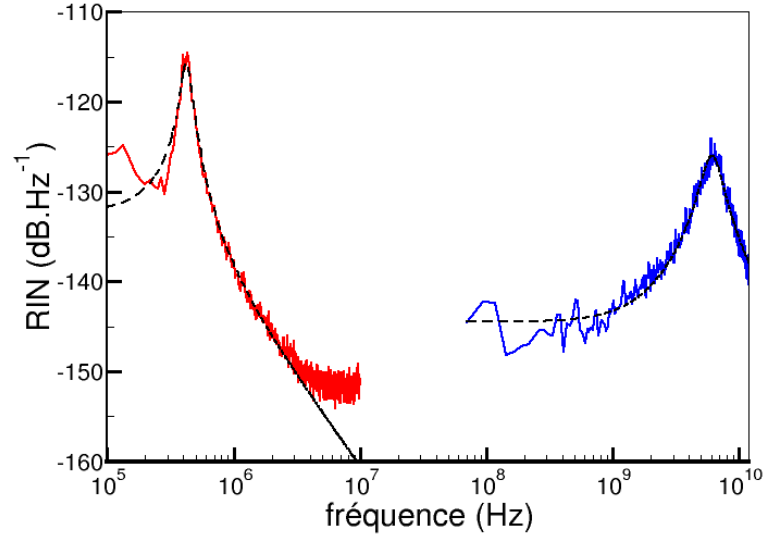


FIG. 4.13: Comparaison du RIN de notre laser avec celui d'un laser sur matériau semi-conducteur

bande passante de 10 GHz, nous calculons ainsi rapport signal à bruit théorique de 53 dB pour notre laser contre 31 dB pour le laser sur matériau semi-conducteur. Or, les applications de télécommunications actuelles requièrent de telles bandes passantes, et des SNR les plus élevés possibles. A titre d'exemple, une transmission TV haute qualité requiert un rapport signal à bruit de 50 dB [74].

Les lasers que nous avons réalisés possèdent donc un bruit d'intensité très faible dans le domaine hyper fréquences, grâce à une résonance étroite située à basse fréquence. Ces composants semblent donc très adaptés pour la transmission de signaux à haut débit ayant des contraintes élevées sur le rapport signal à bruit.

4.3.3 Mesure de la largeur de raie d'émission

4.3.3.1 Généralités sur la largeur de raie

La largeur de raie d'un laser mono-fréquence est liée au bruit de phase de ce laser. En effet, la phase instantanée $\Phi(t)$ du champ électromagnétique $E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \Phi(t))$ émis par le laser fluctue au cours du temps [75]. Cette fluctuation est due aux photons provenant de l'émission spontanée. En effet, chaque photon d'émission spontanée induit une petite variation dans la phase du mode laser constitué de photons créés par émission stimulée. Puisque les différents photons parasites constituent autant de phénomènes indépendants, le bruit de phase $\Phi(t)$ introduit au cours d'un temps t présente une densité

de probabilité gaussienne. De plus, la variance de cette densité de probabilité augmente linéairement avec le temps car l'on considère que le processus de diffusion de la phase est un bruit blanc [74]. Pour visualiser ce phénomène, la figure 4.14 représente l'évolution temporelle d'un ensemble d'oscillateurs indépendants. Tous les oscillateurs ont la même phase initiale, mais chacune évolue de façon aléatoire selon les principes présentés précédemment.

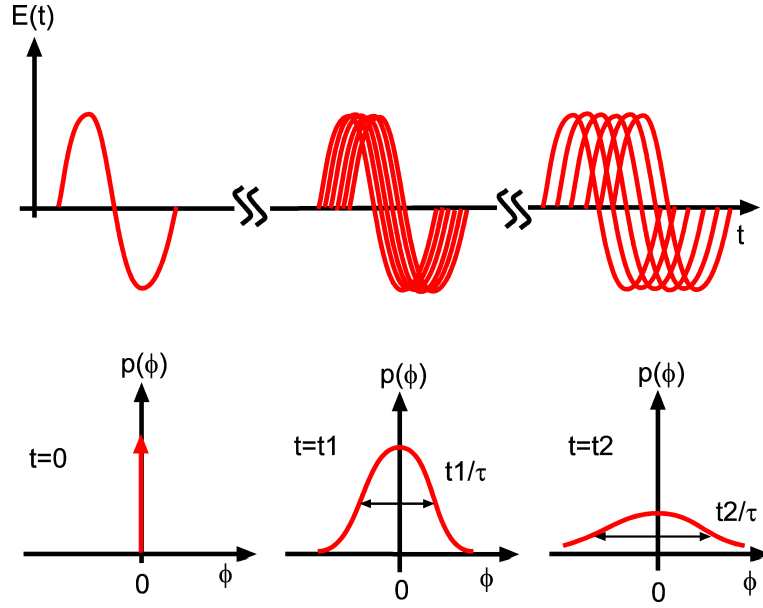


FIG. 4.14: Evolution au cours du temps de la phase d'un ensemble de lasers et de la distribution de probabilité de phase

Le bruit de phase est caractérisé par le paramètre τ_c qui représente la vitesse d'augmentation de la variance du bruit de phase avec le temps : $\langle \Phi^2(t) \rangle = \frac{2t}{\tau_c}$. Le temps caractéristique τ_c ou temps de cohérence mesure donc la vitesse à laquelle le laser perd l'information sur sa phase initiale. La densité spectrale de puissance du laser $|E(t)|^2$ est alors donné par :

$$S(\nu) = E_0^2 \frac{\tau_c}{1 + \pi^2 \tau_c^2 (\nu - \nu_0)^2} \quad (4.9)$$

Cette équation a une forme lorentzienne centrée sur la fréquence ν_0 , qui correspond à la fréquence d'émission centrale du laser. Elle met en évidence le lien entre la cohérence temporelle du laser et sa largeur de raie d'émission. La largeur à mi-hauteur d'une telle fonction est en effet donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau_c} \quad (4.10)$$

Shawlow et Townes ont démontré que la largeur de raie d'émission définie de cette manière peut s'écrire en fonction des paramètres d'un laser à cavité Fabry-Perot. [2] :

$$\Delta\nu_{ST} = 2\pi^2 \frac{h\nu}{P_s} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \Delta\nu_{cav} \quad (4.11)$$

N_2 et N_1 sont les densités de population des niveaux 1 et 2 de la transition laser. P_s est la puissance de sortie du laser et $\Delta\nu_{cav}$ est la largeur spectrale d'un mode de la cavité Fabry-Perot. Nous constatons que la largeur de raie est inversement proportionnelle à la puissance de sortie. De plus, il est possible d'évaluer le rapport entre la largeur de raie du laser et celle de la cavité selon :

$$\frac{\Delta\nu_{ST}}{\Delta\nu_{cav}} = \frac{\pi}{\mathcal{N}} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (4.12)$$

Le facteur $\frac{N_2}{N_2 - N_1}$ étant de l'ordre de 0,5 et le nombre de photons dans la cavité $\mathcal{N}$ étant bien supérieur à l'unité, il vient que la raie d'émission du laser est beaucoup plus fine que celle d'un mode de la cavité.

La largeur de raie de Schawlow-Townes décrite précédemment correspond à la largeur de raie la plus faible théoriquement accessible. Cependant, des fluctuations mécaniques et thermiques de la longueur et de l'indice de réfraction de la cavité ont lieu dans les lasers réels. Dans ce cas, la fréquence centrale de la raie d'émission subit des variations rapides, dont la conséquence est une augmentation de la largeur de raie mesurée. Cet effet est d'autant plus important que la cavité laser utilisée est courte. De même, plus l'indice de réfraction du matériau constituant la cavité est sensible aux variations de température, plus la raie d'émission du laser est élargie. Les élargissements induits par ces variations thermiques et mécaniques peuvent atteindre plusieurs ordres de grandeur, notamment dans les composants compacts tels que les diodes laser.

Il est intéressant d'obtenir une raie laser très fine dans des applications tels que la spectroscopie [76], la télémétrie [77], et les capteurs en général. En ce qui concerne les télécommunications optiques, il est intéressant d'obtenir une largeur de raie faible puisque l'espacement fréquentiel entre les canaux DWDM est amené à être de plus en plus étroit. Par ailleurs, les systèmes de transmission cohérents nécessitent des lasers dont l'émission est très fine pour pouvoir atteindre des débits importants [78]. De ce fait, plusieurs méthodes ont été mises au point pour réduire la largeur de raie d'émission des lasers. Les deux principales sont l'utilisation d'une cavité externe [79] ou d'une rétroaction électronique [80]. Ces méthodes permettent de réduire la largeur de raie d'émission jusqu'à quelques Hertz. L'utilisation de saut de phase multiples sur les diodes laser DFB sur matériau semi-conducteur a également permis

de réduire la largeur de raie d'émission à quelques centaines de kilohertz, en conservant un composant monolithique [81] [82].

4.3.3.2 Caractérisation de la largeur de raie de nos lasers

La largeur de raie d'émission a été caractérisée sur la puce *a* connectorisée. La mesure, présentée sur la figure 4.15, consiste à faire interagir le signal de sortie du laser avec lui même dans un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré. La différence de trajet optique entre les deux bras doit être suffisante pour que les deux signaux ne soient pas cohérents, et donc n'interfèrent pas. Nous avons pour notre part utilisé une fibre optique de longueur 25 km pour réaliser le retard optique sur l'un des bras de l'interféromètre. Le signal issu de l'interférence des deux bras est envoyé sur un photodétecteur rapide et mesuré par un analyseur de spectre hyperfréquence.

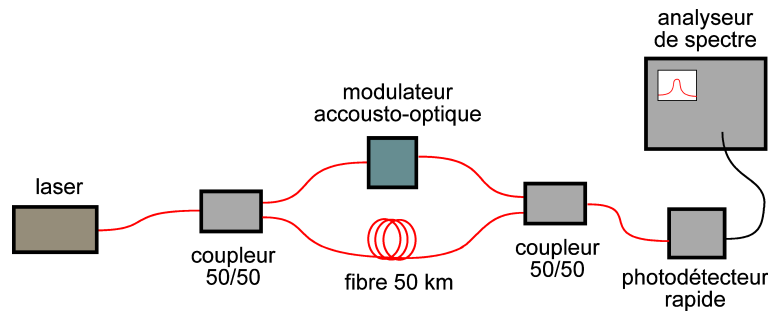


FIG. 4.15: Schéma du montage auto-hétérodyne de mesure de la largeur de raie d'émission d'un laser.

Cependant, les analyseurs de spectres ne peuvent pas détecter correctement les signaux situés autour d'une fréquence nulle. Pour remédier à ce problème, un modulateur accousto-optique est inséré dans l'un des bras du Mach-Zehnder. Dans notre cas, le signal est décalé de 40 MHz, et le spectre résultant de l'interaction entre les deux bras est donc situé autour de cette fréquence. Ce type de montage constitue donc une détection auto-hétérodyne.

La mesure réalisée grâce à ce montage est présentée sur la figure 4.16. La forme de la courbe n'est pas une lorentzienne pure, mais elle présente des oscillations. Ceci signifie que les signaux issus des deux bras sont encore partiellement cohérents entre eux. Cette mesure est néanmoins exploitable car il est possible d'exprimer analytiquement la forme du spectre issu du battement de deux signaux partiellement

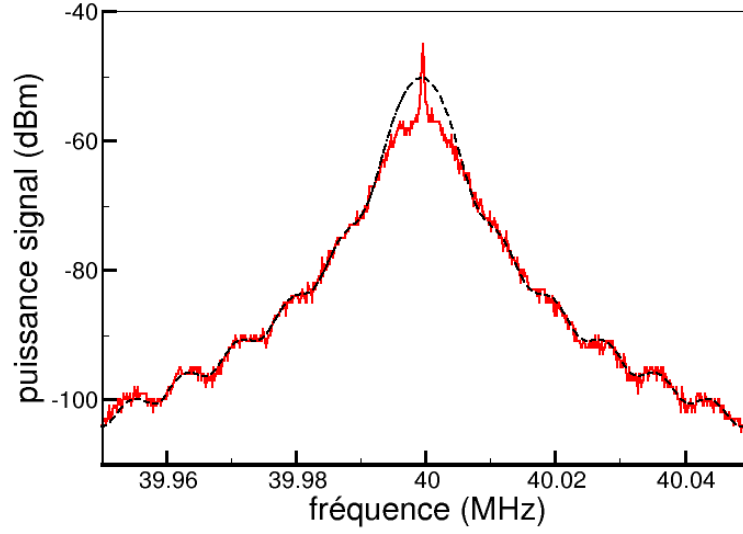


FIG. 4.16: Mesure de la largeur de raie du laser de la puce *a* avec un montage auto-hétérodyne

cohérents [83] selon :

$$S(\nu) = e^{-2Q} \delta(\nu - \nu_0) \frac{\tau_c}{1 + (\pi(\nu - \nu_0)\tau_c)^2} \left[1 - e^{-2Q} \left(\cos(2\pi Q(\nu - \nu_0)\tau_c) + \frac{\sin(2\pi Q(\nu - \nu_0)\tau_c)}{\pi(\nu - \nu_0)\tau_c} \right) \right] \quad (4.13)$$

avec $Q = \frac{\tau}{\tau_c}$ le rapport entre le temps de cohérence du laser et le délai dû au trajet dans la fibre optique de 25 km dans la silice, soit un retard de 125 μs . Une interpolation numérique de la courbe expérimentale utilisant cette formule permet de calculer le temps de cohérence τ_c . Ce dernier est compris entre 75 et 110 μs , selon que l'on choisisse une courbe qui rende bien compte des oscillations, comme présenté sur la figure 4.16, ou qui interpole correctement les points centraux. La largeur de raie d'émission du laser $\Delta\nu$ est ainsi comprise entre 2,9 et 4,5 kHz. L'incertitude sur cette mesure est difficile à évaluer, puisqu'à l'erreur de mesure s'ajoute le fait que la largeur de raie déduite est tirée d'une interpolation présentant deux paramètres libres.

Pour réaliser une mesure de la largeur de raie plus précise, il faut une mesure directe, donc en régime totalement incohérent. Pour cela, il est nécessaire d'allonger la longueur de la fibre optique. D'après [83], il est nécessaire d'avoir un retard d'au moins quatre fois la valeur du temps de cohérence pour observer une lorentzienne pure. N'ayant pas de fibre optique plus longue que 25 km, nous avons opté pour la configuration auto-hétérodyne à recirculation présentée sur la figure 4.17.

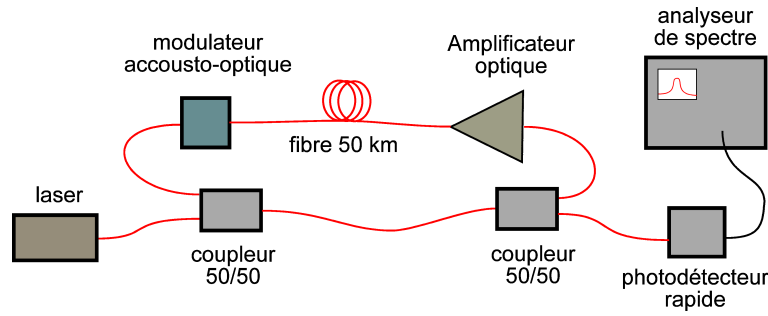


FIG. 4.17: Schéma du montage auto-hétérodyne à recirculation pour la mesure de la largeur de raie d'émission d'un laser.

Le montage comprend deux coupleurs 50/50 qui définissent un anneau. Le signal peut alors effectuer plusieurs passages dans la fibre de 25 *km*, mais subit un décalage en fréquence de 40 MHz à chaque passage. Il est alors possible de détecter le signal de battement à $m \times 40 \text{ MHz}$, correspondant à une différence de trajet optique de $m \times 25 \text{ km}$. Du fait des pertes dans les coupleurs et dans le modulateur, il est nécessaire d'insérer un amplificateur optique dans l'un des bras pour que les puissances du signaux ayant effectué plusieurs boucles et de celui sortant directement du laser vers le photodétecteur soient comparables. Le graphe 4.18 présente la mesure effectuée autour de 160 MHz, donc pour un retard optique d'environ 490 μs .

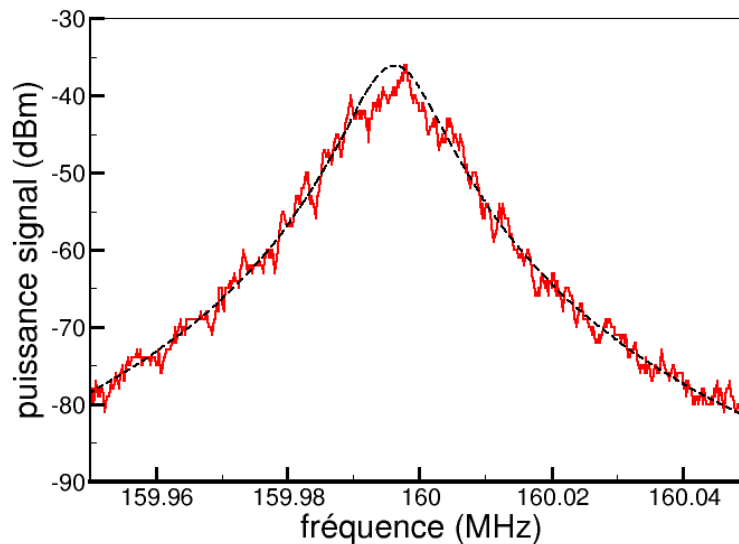


FIG. 4.18: Mesure de la largeur de raie du laser de la puce *a* avec un montage auto-hétérodyne à recirculation utilisé sur la quatrième harmonique.

La courbe présentée sur la figure 4.18 correspond à une lorentzienne. Le temps de cohérence calculé par interpolation vaut $38 \mu s$, soit une largeur de raie d'émission du laser de $8,4 kHz$. L'incertitude sur cette mesure peut être estimée grâce à l'incertitude sur la largeur à $-40 dB$, soit une erreur relative de 10 %. L'erreur relative sur la largeur à mi-hauteur est au maximum la même, donc la largeur de raie d'émission du laser vaut $8,4 \pm 0,8 kHz$. Cette valeur n'est pas cohérente avec la fourchette mesurée avec le montage auto-hétérodyne simple, mais cette mesure étant plus précise, nous la considérons comme plus fiable que la précédente.

Cette valeur de la largeur de raie d'émission correspond aux résultats obtenus sur des lasers à fibre optiques [39], et surpasse de deux ou trois ordres de grandeurs la largeur de raie d'émission des lasers réalisés sur matériaux semi-conducteurs : $10 MHz$ pour les lasers DFB standards [84] et $400 kHz$ pour les lasers DFB à multi-puits quantiques [85].

Nous souhaitons à présent utiliser le modèle statique de nos lasers pour calculer la largeur de raie d'émission de Schawlow-Townes. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur l'étude menée par Grynberg et al. [86]. Dans cette théorie, le nombre d'émissions spontanées dans le mode laser ayant lieu durant une durée égale au temps de cohérence vaut $2\mathcal{N}$, où $\mathcal{N}$ représente le nombre de photons présents dans la cavité laser. Si l'on note $1/\tau_{sp}$ le taux d'émission spontanée vers le mode laser, cette condition s'écrit :

$$\frac{\tau_c}{\tau_{sp}} = 2\mathcal{N} \quad (4.14)$$

Le taux d'émission spontanée dans le mode laser est une donnée difficile à atteindre directement, que cela soit par le calcul ou par l'expérience : dans les deux cas, l'on a accès à l'émission spontanée dans la totalité des modes électromagnétiques disponibles, qui sont difficiles à dénombrer. Cependant, la mécanique quantique nous offre une relation entre l'émission stimulée par un photon présent dans un mode électromagnétique et l'émission spontanée dans ce même mode. Cette relation indique que la probabilité d'émission stimulée est $\mathcal{N}$ fois supérieure à celle d'émission spontanée, si le mode électromagnétique considéré contient $\mathcal{N}$ photons :

$$\tau_{sp} = \mathcal{N}\tau_{st} \quad (4.15)$$

En combinant les équations 4.14 et 4.15, nous obtenons la relation suivante :

$$\Delta\nu = \frac{2}{\pi\tau_c} = \frac{1}{\pi\mathcal{N}^2\tau_{st}} \quad (4.16)$$

Or, grâce au modèle statique du laser développé dans la seconde section de ce chapitre, nous avons accès à la densité volumique de taux d'émission stimulée et à la densité volumique de photons en chacun des

points du laser. L'intégration de ces grandeurs sur le volume du laser donne accès aux taux d'émission stimulée du laser $1/\tau_{sp}$, et au nombre total de photons $\mathcal{N}$ dans le laser. Il est dès lors possible d'évaluer la largeur de raie de Schawlow-Townes grâce à la formule 4.16. Dans le cas du laser connecté à la puce *a* que nous avons modélisé précédemment, nous trouvons un taux de 3.10^{17} émissions stimulées par seconde, et un nombre de photons dans la cavité de 7,8 millions. Le nombre de photons sortant de la cavité par seconde est 9.10^{16} , dont nous pouvons déduire une durée de vie des photons dans la cavité de 40 *ns*. Ceci conduit à une largeur de raie de Schawlow-Townes de 1,6 *kHz*. Ce résultat est quatre à cinq fois inférieur à la valeur mesurée expérimentalement. Dans le cas des lasers sur matériaux semi-conducteurs, l'élargissement par rapport à la largeur de raie de Schawlow-Townes est un facteur 10 à 100. Ceci montre que la cavité de nos lasers présentent peu de vibrations mécaniques et de variations rapides d'indice de réfraction, ce qui s'explique par la longueur importante de la cavité et à la nature diélectrique du matériau amplificateur.

4.4 Réalisation d'une matrice de lasers pour le DWDM

L'étude de la matrice de lasers a été réalisée sur une série de lasers de la puce *b* contenant vingt guides d'ondes sans saut de phase distribués dont la largeur de la fenêtre d'échange varie de 0,9 à 2 μm par pas de 0,1 μm puis de 2,5 à 6 μm par pas de 0,5 μm . Les autres caractéristiques des lasers sont résumés sur la figure 4.19 Ces lasers présentent une puissance d'émission faible, mais néanmoins suffisante pour analyser l'effet de la taille de la fenêtre de diffusion du guide d'ondes sur la fréquence émise par le laser.

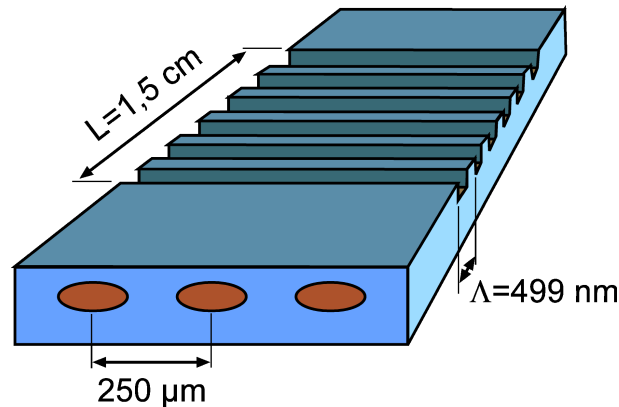


FIG. 4.19: Paramètres géométriques des lasers de la puce *b*.

4.4.1 Caractérisation des fréquences d'émission de la matrice

L'objectif que nous souhaitons atteindre est la calibration de la fréquence d'émission des lasers avec une précision de quelques GHz , dans le but de réaliser une matrice de laser émettant sur la grille ITU à $25 GHz$. La longueur d'onde d'émission λ de nos lasers est donnée par la relation de Bragg :

$$\lambda = 2\Lambda n_{eff} \quad (4.17)$$

Il est donc possible de créer une matrice de lasers émettant à des fréquences différentes soit en utilisant un réseau de Bragg de période différente pour chaque laser, soit en modifiant l'indice effectif de chaque guide d'ondes.

Un écart fréquentiel de $25 GHz$ correspond à une différence en longueur d'ondes de $0,2 nm$. Les grandeurs typiques d'un laser DFB en optique intégrée sur verre émettant autour de la longueur d'onde $\lambda = 1550 nm$ sont $\Lambda = 500 nm$ et $n_{eff} = 1,5$. Une modification de $25 GHz$ sur la fréquence d'émission correspond soit à une variation du pas du réseau inférieure à $0,1 nm$ soit à une variation de l'indice effectif de $2 \cdot 10^{-4}$. Un contrôle du pas du réseau avec une précision inférieure à $0,1 nm$ est très délicate à réaliser pour des raisons technologiques. A l'inverse, une variation d'indice effectif de $2 \cdot 10^{-4}$ peut être aisément obtenue grâce à une variation de la fenêtre de diffusion d'un guide d'ondes réalisé par échange d'ions argent - sodium. Nous avons de ce fait décidé de modifier l'indice effectif des guides d'ondes via la largeur de leur fenêtre de diffusion pour réaliser la matrice de lasers calibrés.

Par ailleurs, la variation de la taille du mode avec la largeur de la fenêtre d'échange du guide influe sur le coefficient de rétroaction κ et sur le gain du guide d'ondes amplificateur. Il est donc possible que les différents lasers de la matrice présentent des puissances de sorties différentes, puisque les paramètres κ et g influent tous deux sur cette grandeur. Cependant, nous avons pu constater expérimentalement que tous les lasers de la matrice émettent environ la même puissance de sortie ($50 \pm 5 \mu W$), nous en concluons que l'augmentation du coefficient de rétroaction est compensée par la diminution du gain. La variation de la largeur de la fenêtre de diffusion des guides d'ondes permet donc de modifier la fréquence d'émission des lasers sans altérer notablement leur puissance d'émission.

La figure 4.20 présente les longueurs d'ondes d'émission obtenues pour les lasers de la puce b basés sur les guides d'ondes de fenêtre de diffusion comprises entre 1 et $5,5 \mu m$. La variation de la longueur d'onde d'émission avec la largeur de la fenêtre de diffusion est linéaire pour les fenêtres de diffusion inférieures

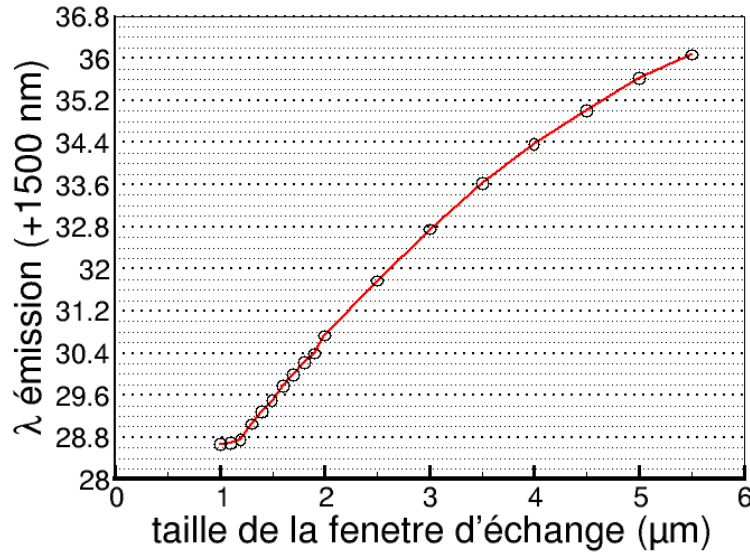


FIG. 4.20: Longueurs d'onde d'émission des lasers réalisés sur les guides de fenêtre de diffusion variables de la puce *b*.

à $3 \mu\text{m}$, puis tend à saturer pour des ouvertures plus importantes. Les trois guides d'ondes de fenêtres de diffusion les plus faibles possèdent des indices effectifs comparables, ce qui montre la limite de la lithographie réalisée. De plus, les guides d'ondes dont la taille de la fenêtre de diffusion est supérieure à $2 \mu\text{m}$ sont multimodes transversalement. Néanmoins, l'émission du laser reste mono-fréquentielle puisque les modes d'ordre supérieur ne sont pas situés dans la bande passante de l'amplificateur.

La grille ITU à 25 GHz est reportée sur la figure 4.20 en pointillés fins et la grille à 100 GHz en pointillés appuyés. Les 9 guides d'ondes de fenêtres de diffusion comprises entre $1,2$ et $2 \mu\text{m}$ possèdent un espacement fréquentiel proche de 25 GHz . Nous nous référerons à ces guides d'ondes par la suite comme la série 1. Enfin, les 8 derniers guides d'ondes (série 2), de fenêtres de diffusion comprises entre 2 et $5,5 \mu\text{m}$, présentent des espacements fréquentiels proches de 100 GHz . Nous avons ainsi démontré la possibilité d'atteindre une plage spectrale totale de $7,2 \text{ nm}$. Ceci correspond à 9 longueurs d'ondes sur la grille 100 GHz ou 36 sur la grille 25 GHz .

4.4.2 Calibration des fréquences d'émission

Le graphe 4.21 présente les espacements fréquentiels pour les paires de guides d'ondes de la série 1 et de la série 2. Il permet de constater que les espacements fréquentiels de 25 GHz pour la première

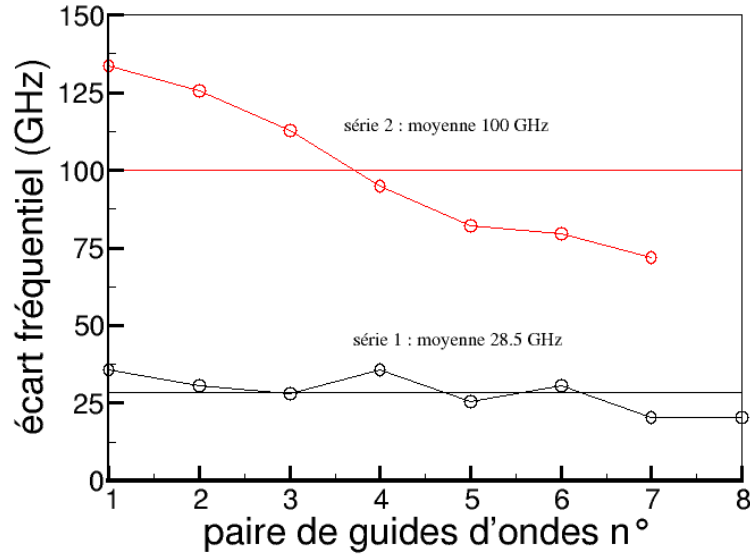


FIG. 4.21: Espacements fréquentiels entre les paires de guides d'ondes des séries 1 et 2.

série et 100 GHz pour la seconde sont relativement bien respectés. Cependant, nous désirons réaliser une matrice de lasers parfaitement alignée sur le peigne défini par l'ITU. Pour ce faire, il est nécessaire de définir un nouveau masque de photolithographie, où les fenêtres de diffusion sont définies à partir du résultat présenté sur la courbe 4.20 pour conduire à un écart en longueur d'onde constant entre les différents lasers de la matrice.

Même s'il est possible d'obtenir un espacement fréquentiel contrôlé, chaque raie d'émission doit correspondre à celle définie par l'ITU. Nous proposons d'effectuer cette calibration absolue simultanément sur l'ensemble des lasers grâce à un recuit de la puce. Un recuit à une température proche de la température de transformation du verre entraîne une rediffusion des ions échangés. Il s'agit donc d'une déformation plastique dont l'effet est permanent. La taille du guide d'onde augmente et la différence d'indice s'amoindrit. Ces deux effets ont pour conséquence une diminution de l'indice effectif du mode guidé, et donc une diminution de la longueur d'onde d'émission du laser.

Nous avons mené une telle expérience sur un échantillon passif doté d'un réseau de Bragg. L'échantillon est placé dans une étuve régulée à la température de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 10 minutes, puis la position de la longueur d'onde de Bragg est mesurée. Son évolution en fonction du temps de recuit est reportée sur la figure 4.22. Le changement de longueur d'onde avec le temps de recuit est de $0,36\text{ nm.min}^{-1} = 45$

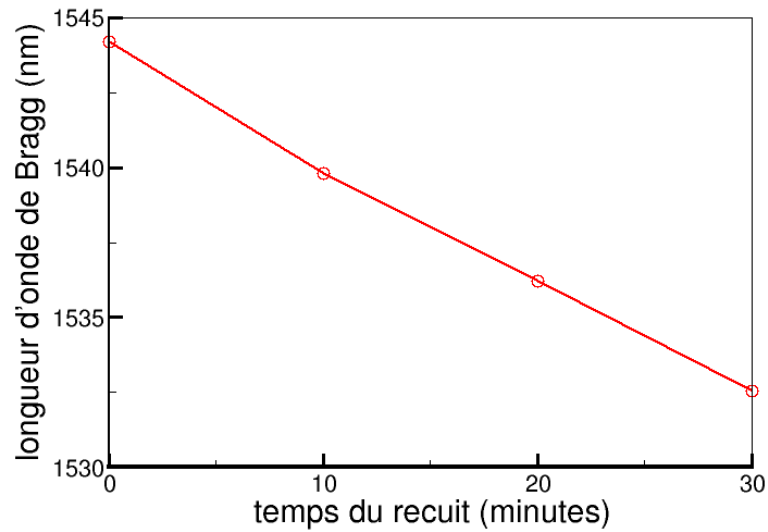


FIG. 4.22: Evolution de la longueur d'onde de Bragg avec le temps de recuit à 300 °C.

$\text{GHz}.\text{min}^{-1}$. Cette valeur est trop élevée pour modifier la longueur d'onde d'émission d'un laser avec une précision d'un gigahertz. Cependant, il est possible de baisser fortement la vitesse de changement d'indice effectif du mode guidé en abaissant la température du recuit. Il a ainsi été démontré par Madasami et al. la possibilité d'effectuer la calibration absolue d'un laser réalisé par échange d'ions en optique intégré sur verre grâce à un recuit à la température de 225 °C [48].

En plus de la longueur d'onde du pic de Bragg, nous avons mesuré sa profondeur, ayant ainsi accès au coefficient de rétroaction κ . Nous avons noté une modification de la force de rétroaction réduite κL de l'ordre de 0,5 pour un recuit de 10 minutes. Or, ces dix minutes correspondent à un décalage de 3,7 nm. Recentrer un peigne à 100 GHz nécessite un décalage maximal de 0,8 nm car on n'a pas le choix dans la direction du décalage. Nous pouvons donc estimer que la modification du coefficient de rétroaction par un tel recuit sera négligeable. Les conséquences du recuit sur la puissance émise par le laser devraient donc être très faible.

4.4.3 Effet de la température ambiante sur la longueur d'onde d'émission

La stabilité thermique correspond à la modification de la longueur d'onde d'émission des lasers de la matrice avec la température ambiante. Contrairement à un recuit à haute température, la déformation subie par le matériau est ici élastique. Pour mesurer la stabilité thermique de l'émission laser, nous

utilisons la puce *a*, qui est connectée. Cette puce est placée dans une étuve dont la température interne est contrôlée au moyen d'une sonde platine. La précision sur la température mesurée est alors de $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Le laser est pompé à la puissance de 220 mW , la puissance de sortie est de $4,3\text{ mW}$. La longueur d'onde émise par le laser est mesurée par un analyseur de spectre optique calibré en longueur d'onde par une cellule à acétylène et de résolution $0,07\text{ nm}$. La température est augmentée progressivement de la température ambiante (21°C) jusqu'à 65°C . Cette limite est fixée par la tenue en température de la colle utilisée pour effectuer la connectivité de l'échantillon. Pour chaque point de mesure, nous avons attendu que la température à l'intérieur de l'étuve ainsi que la longueur d'onde d'émission du laser se stabilisent. Le résultat est reporté sur le graphe 4.23.

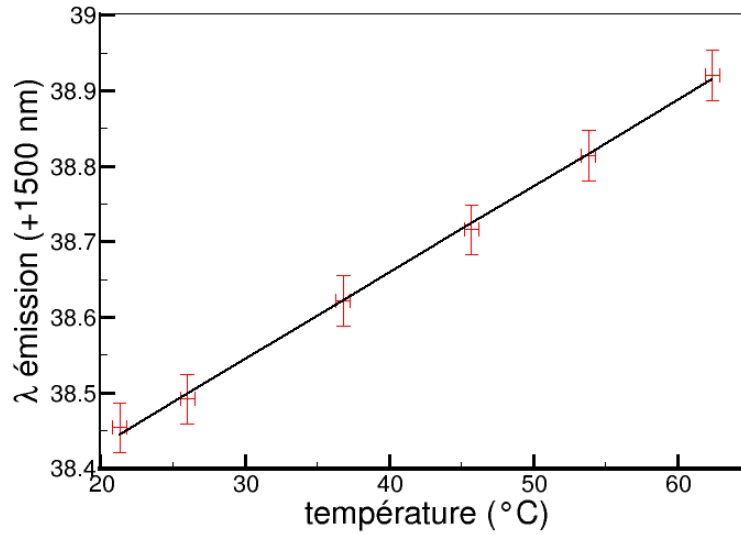


FIG. 4.23: Evolution de la longueur d'onde de d'émission du laser avec la température ambiante.

Les points mesurés forment une droite de pente $11,4 \pm 1,4\text{ pm.}^\circ\text{C}^{-1}$. Transposé dans le domaine fréquentiel, ceci correspond à une variation de $1,3\text{ GHz.}^\circ\text{C}^{-1}$. Pour des canaux de largeur 25 GHz , la tolérance sur la température ambiante est donc de $\pm 10^\circ\text{C}$ si la fréquence d'émission est au départ centrée dans le canal de transmission. Ceci signifie que nos lasers n'ont pas besoin de régulation en température pour fonctionner en tant que source pour le DWDM. La stabilité en température mesurée ici est proche des résultats obtenus pour d'autres lasers d'optique intégrée sur verre [66] et pour les lasers à base de fibres optiques [39]. Ces lasers sont thermiquement plus stables d'un ou deux ordres de grandeur par rapport aux lasers réalisés sur matériaux semi-conducteurs. Kameda et al. [87] reportent par exemple une sensibilité de $150\text{ pm.}^\circ\text{C}^{-1}$ sur un laser DFB réalisé en *InGaAsP*.

La stabilité en température des lasers DFB réalisés en optique intégrée sur verre ou sur fibre optique par rapport à ceux réalisés sur matériaux semi-conducteurs provient du matériau lui-même. Les deux paramètres dépendant de la température et modifiant la longueur d'onde d'émission sont le pas du réseau et l'indice de réfraction du matériau. La variation du pas du réseau est due au coefficient d'expansion thermique $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT}$ et la variation de l'indice de réfraction au coefficient thermique d'indice de réfraction $\frac{dn}{dT}$. La relation entre ces coefficients et la variation de longueur d'onde d'émission peut être obtenue par dérivation de la relation de Bragg 4.17 :

$$\frac{d\lambda}{dT} = 2\Lambda \frac{dn}{dT} + 2n_{eff}\Lambda \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (4.18)$$

Nous avons ici supposé que la variation d'indice effectif avec la température est égale à la variation d'indice du matériau avec la température, ce qui est vrai au premier ordre. Les caractéristiques thermiques du verre que nous employons sont les suivantes (données du fabricant) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} &= 72.10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \\ \frac{dn}{dT} &= 3,8.10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \end{aligned}$$

Ces paramètres permettent de prédire une variation de la longueur d'ondes avec la température de $11,3 \text{ } pm.^\circ\text{C}^{-1}$, très proche de celle mesurée expérimentalement.

En conclusion, nous avons montré une dérive de la longueur d'onde d'émission avec la température ambiante de $1,3 \text{ } GHz.^\circ\text{C}^{-1}$. Cette valeur 10 à 100 fois plus faible que celle obtenue sur les lasers réalisés sur matériaux semi-conducteur. Dans une application pour le DWDM, une telle matrice pourrait donc être utilisée sans régulation thermique. Par ailleurs, pour d'autres applications comme la télémétrie, l'utilisation d'une régulation thermique précise au dixième de degré permettrait un contrôle de la fréquence d'émission avec une précision de $100 \text{ } MHz$.

4.4.4 Développement des matrices de lasers calibrés

Pour réaliser une source calibrée commercialisable, trois points restent à travailler :

- L'optimisation de la force de rétroaction du réseau en tenant compte de la présence d'un superstrat.
- La réalisation d'un masque contenant des séries de guides droits dont les fenêtres de diffusion sont optimisées pour obtenir une variation de longueur d'onde d'émission calibrée.
- L'étude du recuit pour la calibration absolue du peigne de fréquences d'émissions.

Ce travail dépasse le cadre de la recherche, et correspond au stade du développement du produit. Nous pouvons cependant préciser ces différents points.

L'utilisation d'un superstrat est une nécessité car il permet de protéger le réseau gravé. En outre, il a été démontré qu'un superstrat bien choisi permet d'améliorer la caractéristique en puissance du laser. Ce bénéfice additionnel est lié à la diminution des pertes à la longueur d'onde de pompe causées par le réseau de Bragg. Cependant, le superstrat influe également sur la force de rétroaction à la longueur d'onde laser, et également sur la forme des modes guidés. De ce fait, l'optimisation de l'interaction guide / réseau doit être menée à bien en tenant compte de la présence du superstrat. Le paramètre à optimiser est dans ce cas la profondeur d'enterrage du guide d'ondes. Pour ce faire, il est possible, mais coûteux en temps, de mettre au point un modèle d'interaction entre guide d'ondes et le réseau de Bragg pour prédire la profondeur d'enterrage et l'indice de réfraction du superstrat optimaux. La seconde méthode consiste à procéder expérimentalement sur des échantillons dont on fait varier la profondeur d'enterrage, et sur lesquels on teste différents superstrats.

Nous avons évoqué dans le chapitre IV la réalisation d'un nouveau masque conçu à partir des mesures de longueurs d'onde d'émission de la matrice de lasers. Il serait en effet possible de déterminer la largeur des fenêtres de diffusion nécessaires pour obtenir un espacement fréquentiel constant entre deux lasers adjacents. Finalement, la calibration absolue des fréquences émises par les lasers de la matrice peut être obtenue grâce à un recuit. Nous avons montré qu'une température de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ est trop élevée pour réaliser des changements de longueur d'onde d'émission de l'ordre du dixième de nanomètre de façon contrôlée. Par contre, il est vraisemblable que l'utilisation d'une température inférieure permette de réaliser cet objectif.

4.5 Conclusion

Lors de ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement du laser DFB. Celui-ci permet, en superposant un guide d'ondes amplificateur et un guide d'ondes de Bragg, d'obtenir un laser totalement intégré. Un modèle théorique a été développé pour décrire le comportement de ce type de laser. Celui-ci regroupe les modélisations effectuées au cours des chapitres II et III. La réalisation des lasers DFB est ensuite présentée, elle comprend les différentes étapes technologiques nécessaire à la réalisation des guides d'ondes et du réseau de Bragg, ainsi que la connectivisation des composants. Deux

puces ont été caractérisées : la première est connectorisée et sert à étudier le laser DFB seul, la seconde ne l'est pas et est utilisée pour l'analyse de la matrice de lasers.

Dans un premier temps, nous présentons les différentes caractéristiques de nos lasers. La mesure de la caractéristique $P_s(P_p)$ des lasers montre une efficacité de 2,7% et un seuil de puissance de pompe de 60 *mW*. Ces valeurs conduisent à l'émission d'une puissance de sortie fibrée de 4,3 *mW* pour 220 *mW* de puissance de pompe injectée. Nous montrons alors que Le modèle des lasers DFB que nous avons développé nous permet de prédire la puissance émise par le laser DFB en fonction des différents paramètres de fabrication. Nous avons également analysé les caractéristiques dynamiques des lasers : le bruit d'intensité et la largeur de raie. Le premier présente une résonance à la fréquence 400 *kHz* et une fréquence d'amortissement de 2 *MHz*. Pour des fréquences de l'ordre du *GHz*, le bruit d'intensité est inférieur à -155 *dB.Hz⁻¹*. Ceci montre un intérêt si le laser est modulé pour être utilisé dans une transmission haut débit. L'intérêt de ces lasers pour des applications dans les télécommunications optiques est confirmé par la mesure de la largeur de raie. Différentes expériences nous ont confirmé une largeur de raie de l'ordre de 8 *kHz*. Cette valeur extrêmement basse correspond à une longueur de cohérence de l'ordre de 10 *km*. Outre les télécommunications optiques, ces lasers pourraient de ce fait être utilisés dans les domaines des capteurs et de la spectroscopie.

Suite à l'étude d'un laser seul, nous avons procédé à l'analyse de la matrice de lasers. Cette dernière est réalisée avec des guides d'ondes de largeurs différentes sur lesquels on réalise un réseau de Bragg unique. Ceci conduit à un indice effectif différent pour chaque guide d'ondes et permet d'intégrer sur une même puce des lasers DFB de fréquences d'émission différentes. La caractérisation de la matrice permet d'isoler deux séries de lasers : la première contient des sources dont les fréquences d'émission sont séparées d'environ 25 *GHz*, celles de la seconde série ayant des espacements fréquentiels de 100 *GHz*. Ces résultats sont très prometteurs puisque ces valeurs sont situées sur la grille définie par l'Union Internationale des Télécommunications (ITU).

Nous montrons de plus qu'un recuit peut être utilisé pour décaler l'ensemble des fréquences émises par le peigne. Cette méthode peut ainsi être employée pour centrer le peigne fréquentiel de la matrice dans les canaux définis par l'ITU. Finalement, nous avons testé la stabilité thermique de la fréquence d'émission d'un laser : nous mesurons une dérive de l'ordre de 1 *GHz.°C⁻¹*. Les matrices de lasers DFB réalisées sur verre n'ont donc pas à priori besoin de régulation thermique pour fonctionner en tant que source pour

le DWDM, ce qui constitue un avantage vis à vis des matrices traditionnellement utilisées, constituées de lasers DFB réalisés sur matériau semi-conducteur.

Conclusion

Le contexte de cette thèse est le développement de matrices de sources laser pour les télécommunications optiques à haut débit, et plus particulièrement le multiplexage en longueurs d'ondes (DWDM). Actuellement, deux types de technologies sont principalement utilisés pour réaliser des sources laser pour ces applications : les fibres optiques dopées erbium et les diodes sur semi-conducteurs quaternaires. Une étude bibliographique menée dans le chapitre I montre que l'optique intégrée sur verre peut constituer un compromis intéressant entre ces deux types de composants. La géométrie planaire permet en effet une fabrication collective et l'intégration avec d'autres fonctions, ce qui est impossible pour les lasers à fibre optique. D'autre part, l'utilisation d'un matériau vitreux diélectrique implique une stabilité face aux variations de température ambiante plus importante que celle des matériaux semi-conducteurs, ainsi qu'une meilleure compatibilité avec les fibres optiques.

La réalisation d'un laser nécessite la combinaison de deux fonctions : l'amplification et la rétroaction. L'étude des lasers intégrés sur verre a ainsi été menée en trois temps. Les chapitres II et III sont dévolus à l'étude séparée de ces deux fonctions, le chapitre IV étant consacré au composant final. Puisque nous souhaitons réaliser un composant pour les télécommunications optiques, il doit émettre une fréquence d'émission unique. Ceci restreint les possibilités quant à la structure de l'élément de rétroaction. De ce fait, nous avons opté pour une configuration à rétroaction distribuée (DFB). Le laser est donc réalisé par la gravure d'un réseau de Bragg au dessus d'un guide d'ondes amplificateur.

Nous avons tout d'abord analysé le fonctionnement d'un amplificateur optique guidé. Le guide d'ondes est réalisé par échange d'ions sur un substrat de verre phosphate dopé en ions erbium et ytterbium. Ces deux dopants permettent une amplification efficace des longueurs d'ondes situées entre 1,5 et 1,6 μm . La puissance de pompe est fournie par voie optique à la longueur d'onde de 977 nm. La structure du guide d'ondes permet de confiner les faisceaux de signal et de pompe dans une petite section en surface du

substrat amplificateur. Nous avons développé un modèle de l'amplification dans cette structure basé sur des mesures expérimentales : mesures spectroscopiques du matériau amplificateur, mesures des pertes et de la forme des champs guidés. Les paramètres auxquels nous n'avons pas eu accès par l'expérience ont été déterminés par une extrapolation des mesures du gain d'un composant à différentes puissances de pompe et de signal. A l'issue de cette étude, nous obtenons un modèle prédictif du comportement du guide d'ondes amplificateur. Les résultats donnés par le modèles correspondent à ceux mesurés expérimentalement dans la limite des conditions accessibles à l'expérience : 200 mW de puissance de pompe et 10 mW de puissance de signal.

Le chapitre III aborde l'analyse des guides d'ondes de Bragg. Ce composant fonctionne grâce à l'interaction entre un réseau de Bragg gravé en surface du substrat et le mode guidé supporté par un guide d'ondes. Nous montrons que cette interaction a des conséquences sur le spectre de transmission du guide d'ondes. Autour de la longueur d'ondes de Bragg, le faisceau guidé subit une réflexion. Cet effet est très sélectif en longueur d'ondes et concerne une plage spectrale de l'ordre de 0,1 nm . D'autre part, aux longueurs d'ondes inférieures, le faisceau guidé est diffracté vers l'extérieur du guide d'ondes. Le premier phénomène est utilisé pour obtenir une contre-réaction sélective le longueur d'onde, et ainsi n'autoriser l'émission que d'une seule fréquence. Par contre, le second phénomène diminue l'efficacité du laser. En effet, la longueur d'onde de pompe est plus courte que la longueur d'onde de Bragg du réseau, ce phénomène crée donc des pertes de la puissance de pompe. Les caractérisations expérimentales de ces deux phénomènes ont été menées à bien. De plus, nous avons implémenté le modèle des modes couplés pour prédire la réponse spectrale des réseaux de Bragg que nous avons fabriqués. La confrontation du modèle et des mesures nous permettent de déterminer la valeur du coefficient de rétroaction du guide d'ondes de Bragg réalisé. Nous avons finalement mis au point un procédé original de réalisation d'un saut de phase en optique intégrée sur verre. Il est réalisé par un changement de largeur au milieu du guide d'ondes sur une longueur d'environ 1 mm . Sur cette section, l'indice effectif du guide d'ondes est modifié, la phase relative du réseau par rapport au guide d'onde est ainsi modifiée progressivement. Ce saut de phase distribué a été caractérisé en terme de réponse spectrale et nous observons l'apparition d'un pic de transmission dans la bande de réflexion du réseau caractéristique de son bon fonctionnement.

Finalement, nous avons présenté les études menées à bien sur les différents lasers DFB réalisés au cours de ce projet. Nous avons tout d'abord une efficacité de 2,7 % et un seuil de 60 mW de puissance de pompe. Ceci permet d'atteindre une puissance de sortie de 4,3 mW en sortie de fibre pour 220 mW de

puissance de pompe injectés. Cette caractérisation nous permet en outre de finaliser le modèle du laser, constitué de la mise en commun des modèles présentés dans les chapitres II et III. Nous constatons un bon accord entre le modèle et la pratique pour le laser DFB sans saut de phase. Nous étudions ensuite le bruit d'intensité relatif du laser. Ce dernier présente une fréquence de résonance située à 420 kHz . Cette résonance est très étroite, et le RIN est inférieur à -150 dB.Hz^{-1} après 4 MHz . Le RIN est une caractéristique qui détermine la bande passante d'un système de transmission modulé utilisant le laser via son rapport signal à bruit. D'après notre mesure de RIN, nous obtenons un rapport signal à bruit de 20 dB supérieur à celui d'une diode laser semi-conducteur pour un système de transmission utilisant une modulation à 10 GHz . La largeur de raie d'émission des lasers a finalement été mesurée. La caractérisation à l'aide de deux montages différents nous a permis de conclure à une valeur de 8 kHz , correspondant à une longueur de cohérence de 10 km . Des largeurs de raie d'émission aussi fines ont été mesurées sur les lasers à fibres optiques, mais celles des lasers réalisés sur matériaux semi-conducteurs sont généralement 100 à 1000 fois plus importantes.

L'étude du laser DFB seul est suivie de celle de la matrice de lasers. Cette matrice est constituée de guides d'ondes de largeurs de fenêtre de diffusion différentes surmontées par un réseau de Bragg unique. Ceci conduit à la réalisation de lasers DFB dont les longueurs d'ondes d'émission varient de laser en laser. Nous mesurons un espacement fréquentiel de l'émission de deux lasers consécutifs de 25 ou 100 GHz . Ceci correspond aux normes définies par l'organisation internationale des télécommunications (ITU). Si l'espacement fréquentiel n'est pas rigoureusement respecté, il est possible de concevoir un masque de lithographie en tenant compte des mesures réalisées pour atteindre cet objectif. Le problème restant est alors la calibration absolue du peigne fréquentiel d'émission. Nous avons montré qu'une telle calibration est réalisable grâce à un recuit à une température inférieure à $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ qui permet une légère rediffusion des guides d'ondes, et ainsi un ajustement de leur indice effectif. Finalement, nous avons mesuré la dérive fréquentielle de la longueur d'onde d'émission des lasers à $14\text{ pm}^{\circ}\text{C}^{-1}$. Cette valeur est identique à celle des lasers à fibres optiques et d'un ou deux ordres de grandeurs supérieure aux résultats constatés sur les lasers sur matériaux semi-conducteurs. Notre matrice de lasers n'a donc pas besoin de régulation thermique pour fonctionner en tant que source DWDM.

L'objectif de cette thèse, à savoir la réalisation et la caractérisation complète de matrices de lasers en optique intégrée sur verre a donc été rempli. Cette étude nous permet de conclure sur l'intérêt de ces composants. Le principal intérêt des lasers en optique intégrée sur verre est qu'ils représentent un com-

promis entre les lasers sur matériaux semi-conducteurs et les lasers à base de fibre optique. La puissance de sortie est moins importante que celle de ses concurrents, mais aucun composant ne permet à notre connaissance l'intégration monolithique d'une matrice de lasers dont les largeurs de raie d'émission valent quelques kilohertz. Cette spécificité nous conduit à envisager l'industrialisation de ces lasers non seulement dans les télécommunications optiques, mais également dans le domaine des capteurs en général et de la télémétrie en particulier.

Ce travail ouvre des perspectives pour le développement des matrices de lasers en optique intégrée sur verre. Nous estimons en effet que si la faisabilité de ces composants est démontrée, leur développement n'en est pas pour autant achevé. Une étude systématique de l'interaction guide - réseau est en effet nécessaire pour trouver les paramètres géométriques des guides d'ondes permettant une efficacité optimale de la puissance émise. Le superstrat, nécessaire pour protéger le réseau de Bragg, peut également être utilisé pour améliorer l'efficacité en diminuant les pertes par diffraction à la longueur d'onde de pompe. En ce qui concerne la matrice de lasers, la conception de masque dédiés est nécessaire, dans le but de fournir un espacement fréquentiel fixe entre chaque laser. Nous estimons que l'ensemble de ces travaux doit permettre la réalisation de matrices de lasers calibrées de puissance de sortie supérieure à 10 *mW*. Cette affirmation est fondée d'une part sur les résultats obtenus dans la littérature, et d'autre part sur ceux donnés par le modèle que nous avons développé au cours de la thèse. Après une validation systématique, ce dernier pourrait d'ailleurs s'avérer un outil industriel précieux pour le développement des lasers intégrés.

Annexes

Sommaire

4.1 Introduction	97
4.2 Principe et réalisation des lasers DFB en optique intégrée sur verre	99
4.3 Performances d'un laser DFB	108
4.4 Réalisation d'une matrice de lasers pour le DWDM	120
4.5 Conclusion	127

Annexe A : Théorie de McCumber pour le calcul de la section efficace d'émission

La méthode utilisée pour relier les sections efficaces d'absorption et d'émission dans le cas du dopage à l'erbium repose sur l'étude de la structure énergétique des niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ de l'atome d'erbium. Il a en effet été observé [88] que les niveaux d'énergie de l'erbium inclus dans une matrice vitreuse sont dégénérés en sous-niveaux. Ces sous-niveaux, dénommés niveaux Stark, correspondent au fait que l'énergie d'un niveau électronique donné dépend faiblement de l'environnement dans lequel il est placé, c'est à dire des atomes qui l'entourent. Ainsi, différents sites atomiques sont présents dans un même matériau, et à chacun de ces sites correspond une position Stark. Dans notre cas, les atomes d'erbium sont placés dans une matrice vitreuse à base de phosphate, il existe 8 sous-niveaux stark pour l'état fondamental $^4I_{15/2}$ et 7 pour l'état métastable $^4I_{13/2}$ [89]. La dégénérescence de ces deux niveaux est notée respectivement $g_1 = 8$ et $g_2 = 7$.

La relation existant entre les sections efficaces d'absorption et d'émission dans le cas de l'erbium a été développée par McCumber [67]. Cette relation, qui repose sur des considérations thermodynamiques,

s'écrit :

$$\sigma_a(\nu) = \sigma_e(\nu) \cdot \exp^{\frac{h\nu - \epsilon}{k_B T}} \quad (19)$$

où h est la constante de Plank, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue. ϵ représente l'énergie libre moyenne nécessaire au passage de l'état 1 à l'état 2.

McCumber a utilisé l'approximation suivante : chaque sous-niveau Stark est espacé d'une valeur en énergie constante, notée δE_1 dans le niveau 1 et δE_2 dans le niveau 2. Chaque niveau i est dégénéré g_i fois, et présente donc un élargissement en énergie $\Delta E_i = (g_i - 1)\delta E_i$. Finalement, on note l'espacement entre les deux sous-niveau de plus basse énergie ΔE . Ces différentes notations sont représentées sur le schéma 24. On démontre alors que l'énergie libre ϵ peut s'écrire :

$$\epsilon = -k_B T \cdot \log \left[\exp^{-\frac{\Delta E}{k_B T}} \frac{\left(1 - \exp^{-\frac{\delta E_1}{k_B T}}\right) \left(1 - \exp^{-g_2 \frac{\delta E_2}{k_B T}}\right)}{\left(1 - \exp^{-\frac{\delta E_2}{k_B T}}\right) \left(1 - \exp^{-g_1 \frac{\delta E_1}{k_B T}}\right)} \right] \quad (20)$$

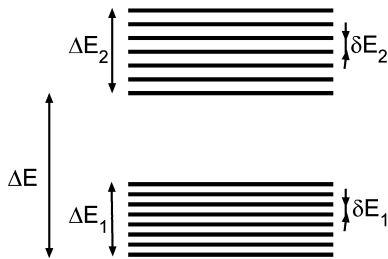


FIG. 24: Approximation de McCumber pour la répartition énergétique des sous-niveaux Stark de l'atome d'erbium

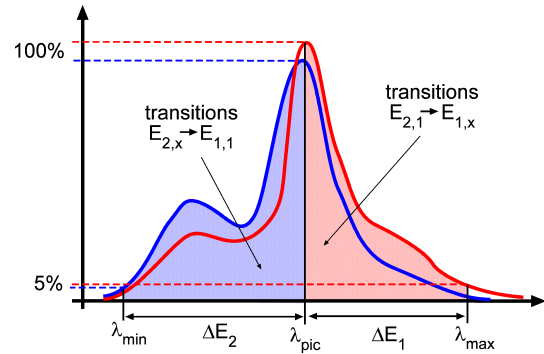


FIG. 25: Extraction des paramètres ΔE_1 et ΔE_2 à partir des spectres expérimentaux

La détermination de la structure Stark de l'erbium peut être menée grâce à une étude des spectre d'absorption et d'émission. La valeur de ΔE peut être déduite de la valeur de la longueur d'onde λ_{pic} du pic d'intensité :

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda_{pic}} \quad (21)$$

Dans notre cas, les pics d'intensités des deux spectres sont séparés de 1,2 nm, et nous avons pris la valeur moyenne de 1534,4 nm, ce qui conduit à $\Delta E = 31,464 k_B T$ ($T = 25^\circ C$). La valeur de l'écart énergétique des sous-niveaux peut être déduite des spectres d'absorption et d'émission. On considère que

la partie des hautes longueurs d'ondes du spectre d'émission correspond aux transitions du sous niveau le plus bas du niveau 2 vers les différents sous-niveaux du niveau 1. Inversement, la partie des longueurs d'ondes courtes du spectre d'absorption correspond aux transitions à partir du niveau fondamental du niveau 1 vers les différents sous-niveaux du niveau 2. Dans les deux cas, nous utilisons les valeurs des longueurs d'ondes correspondant à 5% de la valeur du pic : 1630 nm sur le spectre d'émission et 1546,4 nm sur le spectre d'absorption. On peut ainsi déduire $\Delta\lambda_1 = 95,6/7$ nm et $\Delta\lambda_2 = 78/6$ nm. Pour transformer ces écarts en longueur d'onde en énergie, nous utilisons la longueur d'onde moyenne entre le pic et la valeur à 5%. Il vient $\Delta E_1 = 0,26 k_B T$ et $\Delta E_2 = 0,28 k_B T$. Nous connaissons donc à présent tous les paramètres de l'équation 20, et il est alors possible de calculer la valeur de l'énergie libre : $\epsilon = 31,553 k_B T$.

Le calcul du spectre de section efficace d'émission est alors effectué à partir du spectre des sections efficaces d'absorptions, grâce à la relation 19. Ce spectre calculé est reporté sur le graphe 26 en traits pointillés. Si l'on trace sur le même graphique le spectre de fluorescence mesuré expérimentalement, et mis à l'échelle au niveau de la valeur pic, on observe un excellent accord entre la mesure et la courbe calculée grâce à la théorie de McCumber, ce qui prouve la validité de cette dernière.

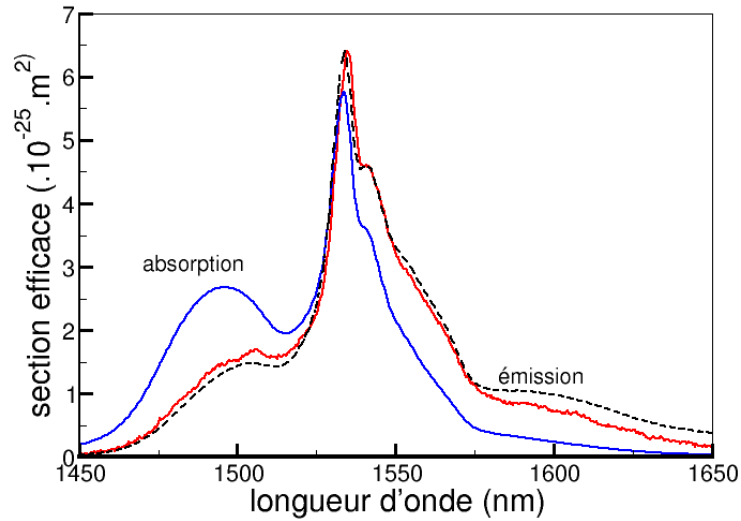


FIG. 26: Section efficace d'émission calculée grâce au modèle de McCumber et à la courbe d'absorption. La courbe d'émission mise à l'échelle est reportée pour comparaison.

Annexe B : Mesure expérimentale des coefficients k_{tr} et C_{up}

Nous présentons ici le protocole expérimental décrit par Hwang et al. [68] pour déterminer expérimentalement le coefficient de transfert erbium vers ytterbium k_{tr} et le coefficient d'up-conversion homogène C_{up} .

La mesure du coefficient de transfert k_{tr} entre l'ytterbium et l'erbium est réalisée grâce à la caractérisation de la fluorescence de l'ion ytterbium. La mesure est effectuée sur le coté de l'échantillon et à la longueur d'onde 1030 nm pour que l'intensité détectée soit uniquement due uniquement aux ions ytterbium, en évitant les photons de pompe et les photons de fluorescence de l'erbium. Lorsque la pompe est coupée, on peut considérer que la population du niveau métastable de l'erbium reste constante durant 250 μs , la valeur de sa durée de vie étant de plusieurs millisecondes. L'évolution de la population du niveau excité N_b de l'ytterbium s'écrit alors :

$$\frac{dN_b}{dt} = -\frac{N_b}{\tau_{yb}} - k_{tr}N_1N_b \quad (22)$$

τ_{yb} correspond à la durée de vie de l'ytterbium seul, et doit être mesurée dans un échantillon uniquement dopé ytterbium. Sa valeur est comprise entre 1 et 2,5 ms. En se plaçant à faible puissance de pompe, on peut estimer que la population du niveau fondamental de l'erbium vaut N_{er} , la population totale en ions erbium. Cette mesure de fluorescence de l'ytterbium à faible puissance de pompe sur une durée de 250 μs permet donc de calculer le coefficient de transfert k_{tr} , puisque tous les autres paramètres de l'équation sont constants et connus.

On peut définir l'efficacité η_{tr} du transfert entre l'ytterbium et l'erbium par :

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{\tau_{yb}}{\tau_y} \quad (23)$$

Cette efficacité de transfert dépend essentiellement de la compétition entre deux phénomènes : la vitesse de désexcitation non radiative du niveau de pompage de l'erbium $^4I_{11/2}$ vers le niveau métastable $^4I_{13/2}$ et de la vitesse de back-transfert de l'erbium vers l'ytterbium. Dans le cas des matrices phosphate fortement dopées à la fois en ions erbium et ytterbium, des efficacités de transfert supérieures à 95% sont atteintes. Cependant, ce taux de transfert important est mesuré pour des puissances de pompes faibles, et diminue fortement avec l'augmentation de la puissance de pompe, la population du niveau métastable de l'erbium étant alors importante, conduisant à une valeur du back-transfert plus importante.

Le coefficient d'up-conversion est mesuré par la caractérisation de la décroissance de la fluorescence de l'erbium pour des puissances de pompe élevées. Sur des échantillons uniquement dopés erbium, il est en effet possible de lier la variation de la population du niveau métastable N_2 au coefficient d'up-conversion C_{up} :

$$N_2(t) = \frac{1}{\tau_{er}} \left[\left(\frac{1}{\tau_{er} N_2(0)} + C_{up} \right) \exp \frac{t}{\tau_{er}} - C_{up} \right]^{-1} \quad (24)$$

Dans cette équation, τ_{er} est la durée de vie du niveau métastable de l'erbium à puissance de pompe faible et $N_2(0)$ est la population du niveau métastable à l'instant où la pompe est coupée. La valeur de $N_2(0)$ dépend du coefficient d'up-conversion C_{up} , le calcul de ce dernier est donc réalisé de manière itérative.

Liste des publications reliées à ce travail

Journaux :

S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, J-E. Broquin, " Multiwavelengths DFB waveguide laser arrays in Yb/Er codoped phosphate glass substrate ", Photonics Technology Letters, vol 15, n°4, april 2003, p. 516-518.

L. Bastard, S. Blaize, J-E. Broquin, " Glass integrated optics ultra narrow linewidth DFB lasers for DWDM applications ", Optical engineering vol 42, n°10, p. 2800-2804, October 2003.

Conférences :

S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, G. Vitrant, J-E. Broquin " Ion-Exchanged Glass DFB Lasers for DWDM " Proceedings of SPIE - San-josé, CA - , vol 4640, p. 218-225, 2002 - a obtenu le prix " Photonics West Optoelectronics 2003 best paper award "-

L. Bastard, J-E. Broquin, C. Cassagnetes " Sources laser calibrées pour les télécommunications optiques " Présentation for the syposium "Alpes Optique et Photonique" - Grenoble, France -, 2002.

L. Bastard, S. Blaize, C. Cassagnetes, J-E. Broquin "Intégration monolithique de microlasers en optique intégrée sur verre " JNOG - Dijon, France - 2002, p. 161-163, 2002.

L. Bastard, S. Blaize, C. Cassagnetes, J-E. Broquin, "DWDM DFB laser matrix realized by ion exchange on glass substrate" ECIO - Praha, p. 159-162, 2003.

Bibliographie

- [1] T.H. Maiman. *Nature*, 187 :493, 1960.
- [2] A. L. Schawlow et C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review Letter*, 112, 1958.
- [3] A. Einstein. Zur quantentheorie der strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18(121), 1917.
- [4] B.E.A. Saleh et M.C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley, goodman edition, 1987.
- [5] G.P. Agrawal. *Fiber-Optic communication systems*. Wiley, 1992.
- [6] ITU-T study group 15. Recommendation g.694.1. 2002.
- [7] H. Kolgenic et C.V. Shank. Stimulated emission in a periodic structure. *Applied Physics Letters*, 18 :152–154, 1971.
- [8] C.V. Shank, J.E. Bjorkholm, et H. Kolgenik. Tunable distributed-feedback dye laser. *Applied Physics Letters*, 18 :395–396, 1971.
- [9] T. Sasaki, M.Yamaguchi, et M. Kitamura. Monolithically integrated multi-wavelength MQW-DBR laser diodes fabricated by selective MOVPE. *Journal of Crystalline Growth*, pages 846 – 851, 1994.
- [10] J.M. Verdiell, T.L. Koch, et D.M. Tennant. 8-wavelength DBR laser arrays fabricated with a single step bragg grating printing technique. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5 :619 – 621, 1993.
- [11] K. Kudo, M. Ishizaka, T. Sasaki, H. Yamazaki, et M. Yamaguchi. 1.52-1.59 micron range different-wavelength modulator-integrated DFB-LD's fabricated on single wafer. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10 :929 – 931, 7 1998.
- [12] K. David, D. Morthier, P. Vankwikelberge, et R. Baets. Yield analysis of a non Ar-coated DFB lasers with combined index and gain coupling. *Electronics Letters*, 26(4) :238–239, 2 1990.
- [13] H-P. Shiao, C-Y. Wang, T-T. Shih, et Y-K. Tu. High performance and high reliability of 1.55 μm current-blocking grating complex-coupled dfb lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(9) :1238–1240, 9 1998.

- [14] M. Mohrle, A. Sigmund, R. Steingruber, W. Furst, et A. Suna. All -active tapered 1.55 μm ingaasp bh-dfb laser with continuously chirped grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(3) :365–367, 3 2003.
- [15] F. Grillot, B. Thedrez, C. Chaumont, S. Hubert, M.F. Martineau, A. Piquier, et L. Roux. Analysis, fabrication and characterization of 1.55- μm selection-free tapered stripe dfb lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(8) :1040–1042, 8 2002.
- [16] M. Osberg, S. Nilsson, T. Klinga, et P. Ojala. A three-electrode distributed bragg reflector laser with 22 nm wavelength tuning range. *IEE Photonics Technology Letters*, 3(4) :299–301, 4 1991.
- [17] Y. Katoh, T. Kunii, Y. Matsui, H. Wada, T. Kamijoh, et Y. Kawai. DBR laser array for WDM system. *Electronics Letters*, 29 :2195 – 2197, 1993.
- [18] F. Delorme, G. Alibert, P. Boulet, S. Grosmaire, S. Slemkes, et A. Ougazzaden. High reliability of high power and widely tunable 1.55 μm dbr lasers for wdm applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3 :607–614, 4 1997.
- [19] Y.A. Akulova, G.A. Fish, P-C. Koh, C.L. Show, P. Kozodoy, A.P. Dahl, S. Nakagawa, M.C. Larson, M.P. Mark, T.A. Strand, C.W. Coldren, E. Hegblom, S.K. Penniman, T. Wipiejewski, et L.A. Coldren. Widely tunable electroabsorption-modulated sampled-grating dbr laser transmitter. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(6) :1349–1357, 11 2002.
- [20] E. Miskovic. *Photonics Spectra*, 33 :105, 1999.
- [21] D.L. Huffalker. Sub 40 μm continuous wave lasing in oxidized vertical cavity surface emitting laser with dielectric mirrors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8 :974–976, 1996.
- [22] N.M. Margalit, Z. Zhang, et J.E. Bowers. Vertical cavity lasers for telecom applications. *IEEE Communication Magazine*, pages 164–170, 5 1997.
- [23] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Deroin, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, et J. Jacquet. 1-mw cw-rt monolithic vcsel at 1.55 μm . *IEEE photonics Technology Letters*, 11(6) :629–631, 6 1999.
- [24] M. Ortsiefer, R. Shau, F. Kohler, et M.C. Amann. Low threshold index-guided 1.5 μm long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency. *Applied Physics Letters*, 76(16) :2179–2181, 4 2000.
- [25] M. Linnik et A. Christou. Design and performance of a vertical cavity surface emitting laser based on iii-v quaternary semiconductor alloys for operation at 1.55 μm . *IEEE Transactions on Electronics Devices*, 48(10) :2228–2231, 10 2001.

-
- [26] M.Jungo, F. diSopra, D. Erni, et W. Baechtold. Scaling effects on vertical-cavity surface-emitting laser static and dynamic behavior. *Journal of Applied Physics*, 91(9) :5550 – 5557, 5 2002.
 - [27] P. signoret, F. Martin, S. Vicinali, M. Myara, J.P. Tournenc, B. Orsal, A. Plais, F. Gaborit, et J. Jaquet. 3.6 mhz linewidth 1.55 μm monomode vertical-cavity surface emitting laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4) :269–271, 4 2001.
 - [28] M. Dejnika et B. Samson. Rare earth doped fibers for telecommunications applications. *Mrs Bulletin*, 24(9) :39–45, 9 1999.
 - [29] E. Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers*. Wiley, 1994.
 - [30] P. Laporta, S. Taccheo and S. Longhi, O. Svelto, et G. Sacchi. Diode-pumped microchip Er-Yb :glass laser. *Optics Letters*, 18(15) :1232–1234, 8 1993.
 - [31] Z. Cai, A. Chardon, H. Xu, P. Feron, et G.M. Stephan. Laser characteristics at 1535 nm and thermal effects of an er :yb phosphate glass microchip pumped by ti :sapphire laser. *Optics Communications*, 203 :301–313, 3 2002.
 - [32] I. Baumann, S. Bosso, R. Brinkmann, R. Corsini, M. Dinand, A. Greiner, K. Schafer, J. Sochtig, W. Sohler, H. Suche, et R. Wessel. Er-doped integrated optical devices in *linbo₃*. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2 :355–366, 6 1996.
 - [33] T. Schweizer, T. Jansen, E. Heumann, et G. Hubert. Spectroscopic properties and diode pumped 1.6 mm laser performance in yb-codoped er :yag. *Optics Communications*, 118 :557–551, 1995.
 - [34] I. Sokolska, E. Heumann, S. Kuck, et T. Lukasiewicz. Laser oscillation of er^{3+} : *yvo₄* and er^{3+}, yb^{3+} : *yvo₄* crystals in spectral range around 1.6 μm . *Applied Physics Letters B : Lasers Optics*, 71 :893–896, 2000.
 - [35] P. Burns, J.M. Dawes, P. Dekker, J.A. Piper, H. Zhang, et J. Wang. Cw diode-pumped microlaser operation at 1.5-1.6 μm in er,yb :ycob. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(12) :1677–1679, 12 2002.
 - [36] G.A. Ball, W.W. Morey, et W.H. Glenn. Standing-wave monomode erbium fiber laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(7), 1991.
 - [37] J.S. Zyskind, V. Mizahri, D.J. DiGiovanni, et J.W. Sulhoff. Short single frequency erbium-doped fibre laser. *Electronics Letters*, 28(15) :1385–1387, 1992.
 - [38] G. Boonfrate, F. Vaninetti, et F. Negrisolo. Single-frequency mopa dbr fiber laser for wdm digital telecommunication systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(8) :1109–1111, 1998.

- [39] W.H. Loh, B.N. Samson, L. Dong, G.J. Cowle, et K. Hsu. High performance single frequency fiber grating-based Er:Yb-codoped fiber lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 16(1) :114 – 118, 1 1998.
- [40] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, T. Luo, Y. Kaneda, J. Wang, W. Li, M. Brutsch, S. Hosde, M. Chen, J. Babico, K. Barry, W. Eaton, M. Blake, D. Eigen, I. Song, et S. Jiang. Compact 100 mw fiber laser with 2 khz linewidth. <http://www.npphotonics.com/articles.htm>, 2003.
- [41] J. Sochtig, H. Schutz, R. Widmer, R. Corsini, D. Hiller, C. Carmannini, G. Consonni, S. Bosso, et L. Gobbi. Monolithically integrated DBR waveguide laser and intensity modulator in erbium doped LiNbO₃. *Electronics Letters*, 32(10) :899–900, 5 1996.
- [42] B.K. Das, W. Suche, et W. Sohler. Single-frequency Ti:Er:LiNbO₃ distributed bragg reflector waveguide laser with thermally fixed photorefractive cavity. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 73 :439–442, 2001.
- [43] T. Kitagawa, K. Hattori, M. Shimizu, Y. Ohmori, et M. Kobayashi. Guided wave laser based on erbium-doped silica planar lightwave circuit. *Electronics Letters*, 27(4) :334 – 335, 02 1991.
- [44] Kitagawa T. and Bilodeau F., Malo B., Thériault S. and Albert J., Johnson D.C., Hill K.O., Hattori K., et Hibino Y. Single frequency Er³⁺ doped silica-based planar waveguide laser with integrated photo-imprinted bragg reflector. *Electronics Letters*, 30(16) :1311–1312, 08 1994.
- [45] J. Amin, D.L. Veasey, N.A. Sanford, et J.S. Hayden. Waveguide laser by ion-exchange in erbium-doped glass. *Proceedings of SPIE*, 2996 :135 – 143, 1997.
- [46] A. Shooshtari, P. Meshkinfam, T. Touram, M.P. Andrews, et S.I. Najafi. Ion-exchanged Er/Yb phosphate glass waveguide amplifier and lasers. *Proceedings of SPIE*, 3280 :67 – 74, 1998.
- [47] D.L. Veasey, D.S. Funk, N.A. Sanford, et J.S. Hayden. Arrays of DBR waveguide lasers at 1536 nm in Yb/Er codoped phosphate glass. *Applied Physics Letters*, 74(6) :789–791, 02 1999.
- [48] P. Madasamy, G.N. Conti, P. Poyhonen, Y. Hu, M.M. Morrel, D.F. Geraghty, S. Honkanen, et N. Peyghambarian. Waveguide distributed bragg reflector laser arrays in erbium doped glass made by dry ag film ion exchange. *Optical Engineering*, 41(5) :1084–1086, 5 2002.
- [49] G. Sorbello, S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, E. Cianci, V. Foglietti, S. Jiang, et N. Peyghambarian. Singlemode Er:Yb waveguide laser array at 1.5 μ m. *Electronics Letters*, 37(16) :1014–1015, 8 2001.
- [50] S. Blaize, J.E. Broquin, D. Barbier, et C. Cassagne. 1.55 micron DFB laser integrated on Er doped phosphate glass substrate. *proceedings of CLEO*, 2000.

-
- [51] K. Kudo, K. Yashiki, T. Sasaki, Y. Yokoyama, K. Hamamoto, T. Morimoto, et M. Yamaguchi. 1.55 μm wavelength-selectable microarray dfb-laser with monolithically integrated mmi combiner, isolator, and phase modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(3) :242–244, 3 2000.
 - [52] J.E. Johnson, L.J-P. Ketelsen, D.A. Ackerman, L. Zhang, M.S. Hybertsen, K.G. Glogovsky, C.W. Lentz, W.A. Asous, C.L. Reynolds, J.M. Geary, K.K. Kamath, C.W. Ebert, M. Park, G.J. Przybyl, R.E. Leibenguth, S.L. Broutin, J.W. Stayt, K.F. Dreyer, L.J. Peticolas, R.L. Hartman, et T.L. Koch. Fully stabilized electroabsorption-modulated tunable dbr laser transmitter for long-haul optical communications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2) :168–177, 3 2001.
 - [53] A. Filios, R. Gutierrez-Castrojon, I. Tomkos, B. Hallock, R. Vodhanel, A. Combe, W. Yuen, R. Moreland, B. Garrett, C. Duvall, et C. Chang-Hasnain. Transmission performance of a 1.5 μm 2.5 gb/s directly modulated tunable vcsel. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(4) :599–601, 4 2003.
 - [54] Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, H. Ishii, F. Kano, T. Tamamura, et Y. Kondo. Over 100 nm wavelength tuning in superstructure grating (SSG) DBR lasers. *Electronics Letters*, 29(4) :352–354, 2 1993.
 - [55] F. Delorme. Widely tunable 1.55 μm lasers for wavelength division multiplexed optical fiber communications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 34(9) :1706–1716, 9 1998.
 - [56] T. Wolf, S. Illek, J. Rieger, B. Borckert, et M.C. Amann. Tunable twin guide (TTG) distributed feedback (DFB) laser with over 10 nm continuous tuning range. *Electronics Letters*, 29(24) :2124–2125, 11 1993.
 - [57] G.A. Ball et W.W. Morey. Continuously tunable single mode Er fiber laser. *Optics Letters*, 17(6) :420 – 422, 3 1992.
 - [58] A. Gload, N. Langford, K. McCallion, et W. Johnstone. Tunable Er fibre laser using a novel overlay bandpass filter. *Optics Letters*, 19(11) :801 – 803, 6 1994.
 - [59] W.H. Loh, P.R. Morkel, et D.N. Payne. Wavelength selection and tuning by optical controlling a two-segment Er-doped fiber laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(1) :43 – 46, 1 1994.
 - [60] T. Habber, K. Hsu, C. Miller, et Y. Bao. Tunable er-doped fiber ring laser precisely locked to the 50 GHz ITU frequency grid. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(11) :1456 – 1458, 11 2000.
 - [61] S.L. Lee, I.F. Jang, C.Y. Wang, C.T. Pien, et T.T. Shih. Monolithically integrated multiwavelength sampled grating DBR lasers for dense WDM applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1) :197–206, 01 2000.

- [62] M.G. Young, T.L. Koch, U. Koren, D.M. Tennant, B.I. Miller, M. Chien, et K. Feder. Wavelength uniformity in $\lambda/4$ shifted DFB laser array WDM transmitter. *Electronics Letters*, 31(20) :1750 – 1752, 1995.
- [63] C.E. Zah, M.R. Amersfoot, et B. Pathak. Wavelength accuracy and output power of multiwavelength DFB laser array with integrated star coupler and optical amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8 :864 – 866, 6 1996.
- [64] S. Blaize. Etude et réalisation d'un microlaser à contre-réaction répartie en optique intégrée sur verre, 2001.
- [65] C. Lester, A. Bjarklev, T. Rasmussen, et P.G. Dinesen. Modeling of Yb³⁺ sensitized Er³⁺ doped silica waveguide amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 13(5) :740 – 743, 1995.
- [66] 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, et J.S. Hayden. Yb/Er and yb-doped waveguide lasers in phosphate glass. *Journal of Non-crystalline Solids*, 263 - 264 :369 – 361, 2000.
- [67] D.E. McCumber. Theory of phonon-terminated optical masers. *Physics Review*, 134(2A) :299, 1964.
- [68] B-C. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello, et N. Peyghambarian. Cooperative upconversion and energy transfer of new high er³⁺-and yb³⁺-er³⁺-doped phosphate glasses. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(5) :833–839, 5 2000.
- [69] J-M. Jouanno. Amplification optique dans des guides d'ondes réalisés par échange d'ions dans des verres phosphates dopés par des terres rares, 1995.
- [70] A. Othonos, A.T. Alavie, S. Melle, S.E. Karr, et R.M. Measures. Fiber bragg grating laser sensor. *Optical Engineering*, 32(11) :2841 – 2846, 11 1993.
- [71] A. Yariv et M. Nakamura. Periodic structures for integrated optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-13(4) :233–253, 4 1977. article fondamental.
- [72] S. Blaize, L. Bastard, C. Cassagnetes, G. Vitrant, et J-E. Broquin. Ion-exchanged glass dfb lasers for dwdm. *Proceedings of SPIE - Photonics West*, 4640 :218 – 225, 2001.
- [73] W.L. Emkey. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, (2) :436, 1983.
- [74] K. Peterman. *Laser diode modulation and noise*. Kluwer Academics, 1991.
- [75] D. Ham et A. Hajimiri. Virtual damping and einstein relation in oscillators. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 38(3) :407 – 418, 3 2003.

-
- [76] A. Hemmerich, D.H. McIntyre, D. Schropp, D. Meschede, et T.W. Hansch. Optically stabilized narrow linewidth semiconductor laser for high resolution spectroscopy. *Optics Communications*, 75(2) :118 – 122, 2 1990.
 - [77] F. Chen, G. Brown, M. Marchi, et M. Dale. Recent advances in brake noise and vibration engineering using laser metrology. *Optical Engineering*, 42(5) :1359 – 1369, 5 2003.
 - [78] T. Kimura. Coherent optical fiber transmission. *Journal of Lightwave Technology*, LT-5 :414 – 428, 4 1986.
 - [79] A. Schoof, J. Grunert, S. Riter, et A. Hemmerich. Reducing the linewidth of a diode laser below 30 hz by stabilization to a reference cavity with finesse above 10^5 . *Optics Letters*, 26(20) :1562 – 1564, 10 2001.
 - [80] A. Dandridge et A. Tveten. Electronic phase noise suppression in diode lasers. *Electronics Letters*, 17 :937 – 938, 12 1981.
 - [81] T. Kimura et A. Sugiura. Coupled phase shift distributed feedback semiconductor lasers for narrow linewidth operation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(4) :678 – 682, 4 1989.
 - [82] S. Ogita, Y. Kotaki, M. Matsuda, Y. Kuwahara, et H. Ishikawa. Long cavity multiple phase shift distributed feedback diode for linewidth narrowing. *Journal of Lightwave Technology*, 8(10) :1596 – 1604, 10 1990.
 - [83] C. Lennartz, W. Etten, T. Osch, et F. Huijskens. Laser spectra measured with the recirculating self heterodyne technique. *Journal of Optical Communications*, 17(4) :138 – 146, 1996.
 - [84] K. Kikuchi et T. Okoshi. Dependence of semiconductor laser linewidth on measurement time : evidence of predominance of $1/f$ noise. *Electronics Letters*, 21(22) :1011 – 1012, 1985.
 - [85] H. Ludvigsen, M. Tossavainen, et M. Kaivola. Laser linewidth measurements using self-heterodyne detection with short delay. *Optics Communications*, 155 :180 – 186, 1998.
 - [86] G. Grynberg, A. Aspect, et C. Fabre. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. 2000.
 - [87] T. Kameda, A. Mori, S. Onuki and T. Kikugawa, Y. Takahashi, F. Tsuchiya, et H. Nagai. A DBR laser employing passive-section heaters, with 10.8 nm tuning range and 1.6 MHz linewidth. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(6) :608 – 610, 6 1993.
 - [88] K. Patek. *Glass lasers*. CRC Press, 1970.
 - [89] W.J. Miniscalco et R.S. Quimby. General procedure for the analysis of cross-sections. *Optics Letters*, 16(4) :258 – 259, 1991.