HAL
open science

Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s.

Jérémie Renaudier

To cite this version:

Jérémie Renaudier. Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s.. domain_other. Télécom ParisTech, 2006. English. NNT : . pastel-00001860

HAL Id: pastel-00001860

https://pastel.hal.science/pastel-00001860

Submitted on 13 Nov 2006

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

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

Thèse

présentée pour obtenir le grade de docteur

de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications

Spécialité : Communications et Électronique

Jérémie RENAUDIER

Etude de l'autopulsation par verrouillage de modes passif dans les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué. Application à la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s.

Soutenue le 19 Mai 2006 devant le jury composé de :

G. P. Agrawal	Rapporteurs
J.-M. Lourtioz	
J.-C. Simon	Examinateurs
D. Chiaroni	
G.-H. Duan	Directeurs de thèse
P. Gallion	
B. Lavigne	Invité

A mes parents,
mon frère Nico,
et mon amour Mélo.

Remerciements

Ce mémoire est l'aboutissement d'un travail de plusieurs années réalisé au laboratoire de recherche sur les composants optoélectroniques d'Alcatel R&I à Marcoussis, anciennement Opto+, aujourd'hui intégré dans le GIE Alcatel-Thales III-V Lab. Je souhaite à ce propos remercier M. François Brillouet de m'avoir ouvert les portes de ce laboratoire pour y effectuer ce travail de thèse.

Je voudrais ensuite remercier M. Philippe Gallion de m'avoir proposé ce sujet de thèse et d'en avoir assuré la direction conjointe. Je remercie également l'ensemble des membres du groupe de Télécommunications Optiques du département Comelec de l'ENST pour leur aide et leurs nombreux conseils.

Je tiens à remercier très chaleureusement M. Guang-Hua Duan, mon directeur de thèse, d'avoir retenu ma candidature pour ce travail de thèse et de m'avoir ainsi donné l'opportunité de m'initier à l'optoélectronique. Je te remercie sincèrement pour la qualité de ton encadrement ainsi que pour ton soutien de tous les instants. Je te suis reconnaissant pour ta franchise et pour la confiance que tu m'as accordée durant ces années, et également pour m'avoir fait partager ton enthousiasme et ta rigueur scientifique. Merci enfin pour les bons moments passés en dehors du cadre du travail, que ce soit autour d'une chope de bière ou bien sur les terrains de foot.

J'exprime ma reconnaissance à MM. Jean-Michel Lourtioz et Govind P. Agrawal pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse et pour l'attention qu'ils ont portée à ce manuscrit, à MM. Dominique Chiaroni et Bruno Lavigne pour leur présence dans mon jury de thèse, ainsi qu'à M. Jean-Claude Simon pour l'avoir présidé.

Je tiens ensuite à exprimer ma profonde gratitude à l'ensemble des membres de l'ex-Opto+ pour leur aide précieuse et leur disponibilité tout au long de cette thèse. Merci en particulier aux membres des groupes GRAL et GSHO qui ont su m'accueillir chaleureusement malgré le contexte délicat et la situation difficile de l'époque. J'adresse tout d'abord ma reconnaissance à Hélène et Romain pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée, tant au niveau de l'apprentissage des logiciels de conception que de la mise en place de mon banc de mesure, et qui m'a permis d'entrer rapidement de plein pied dans mon sujet de thèse. Merci aussi pour votre humour, parfois sarcastique, et votre numéro de duettiste au café du matin. J'exprime ensuite ma gratitude à toute l'équipe techno qui s'est

montrée si patiente avec moi pour m'apprendre les techniques de fabrication des composants III-V. Je mesure aujourd'hui l'importance de l'ensemble des efforts dévolus au processus techno dans le bon fonctionnement du laboratoire. Merci à Francis, pour ton aide précieuse lors de toutes les étapes de lithographie, et pour m'avoir fait voir la techno comme un art. Sans oublier ta bonne humeur intarissable et tes multiples blagues qui ont agrémenté nos pauses-café. Merci à Frédéric, dont la mauvaise humeur n'est que légende, pour ta disponibilité et ta patience à mon égard, qui m'ont permis d'éviter certaines erreurs. Merci aussi à Lionel, mon sparring-partner de tennis, pour ton aide et tes explications concernant les étapes de gravure. Sans oublier combien tu m'as fait progresser en informatique ... Merci ensuite à Odile pour ta gentillesse et ta patience à déchiffrer et réaliser mes demandes de montage (y compris à l'unité). Je remercie également Bernard pour la formation complète qu'il m'a apportée, ainsi que Cornélia, Alain et Alexandre pour leur aide et leur gentillesse. J'adresse ensuite mes remerciements à François, Benjamin et Florence pour la qualité de leur travail en épitaxie. Merci particulièrement à François pour ton écoute et tes conseils avisés, ainsi que pour avoir réalisé avec Benjamin ces petites boîtes qui font merveilles. J'exprime également mes remerciements à Jean-Guy et Fabrice pour toute l'aide qu'ils ont pu me fournir pour le montage des dispositifs expérimentaux. Je vous imagine soulagés de savoir que je ne viendrai plus vous emprunter du matériel. Je n'oublie pas bien sûr de remercier ceux que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces années : Joël, Aurélien, Nadine, Olivier, Estelle, Bruno, Christophe, Béatrice, Nina, Bertrand, Ali, Harry, Jean, Frédéric, Alexandre ...

Je tiens également à remercier les membres d'OTS qui m'ont permis de découvrir et d'appréhender les exigences d'un environnement système. Merci tout d'abord à Bruno pour m'avoir fait confiance lors des expérimentations systèmes et m'avoir fait partagé ta rigueur de travail. Merci ensuite à Elodie pour ton aide, et à Gabriel pour ton soutien et les échanges techniques que nous avons eus. Je remercie par ailleurs Jean-Louis Oudar et Guy Aubin du LPN pour les discussions techniques que nous avons eues dans le contexte du projet ROTOR.

Je me dois ensuite de remercier ceux sans qui ces trois années n'auraient pas été les mêmes. Tout d'abord, merci à Christophe pour ta formidable collaboration, qui m'a beaucoup apportée tout au long de cette thèse, tant sur le plan technique qu'humain. Merci à Bruno et Fabien, mes ex-collègues doctorants de l'ENST, pour nos réunions sur la Butte aux Cailles où nous pouvions nous remonter le moral mutuellement. Sans oublier Elena, David, Sébastien, Fausto et Shi-Feng.

Enfin, je tiens à remercier mes parents pour m'avoir toujours encouragé au cours du long cheminement de mes études supérieures, et sans qui rien n'aurait été possible. Merci aussi à mon frère, Nico, pour m'avoir soutenu et m'avoir aidé à me changer les idées par quelques parties de foot ou de tennis. En dernier lieu, je n'aurais pas assez de mots pour te remercier, Mélo, d'être toujours à mes côtés et pour tout l'amour que tu me donnes.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude de l'autopulsation à 40 GHz générée par verrouillage de modes passif dans les lasers DBR à semi-conducteurs, et de leur application à la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$. Un modèle théorique incluant la modulation de la densité de porteurs a montré que le blocage de modes passif dans les lasers DBR autopulsants est engendré par mélange à quatre ondes et génère ensuite une corrélation des bruits de phase des modes du laser. Le signal autopulsant généré se caractérise alors par un spectre du photocourant de forme lorentzienne, dont la réduction de largeur spectrale est la signature de l'autopulsation par verrouillage de modes passif. L'importance du mélange à quatre ondes a ensuite guidé les démarches de conception des structures verticale et horizontale des lasers DBR autopulsants. La fabrication de ces composants a permis l'étude expérimentale du verrouillage de modes passif, par la mesure d'une relation de phase fixe entre les modes et la démonstration de la corrélation de leurs bruits de phase. Ces propriétés (stationnaire et statistique) sont fondamentales pour les lasers à modes bloqués puisqu'elles déterminent respectivement le profil temporel et la gigue des signaux autopulsants. Par la suite, la caractérisation de lasers à boîtes quantiques, développés au cours de cette thèse au III-V Lab, a révélé leur capacité à générer des signaux autopulsants de haute pureté spectrale, représentant aujourd'hui un nouvel état de l'art avec des largeurs spectrales proches du kHz. Enfin, l'étude de la synchronisation externe des lasers autopulsants a montré que leur largeur spectrale en régime libre détermine le bruit de phase haute fréquence des lasers synchronisés, démontrant ainsi l'intérêt des lasers à boîtes quantiques pour les applications faible gigue telles que la récupération d'horloge tout-optique ou la génération de porteuses optiques micro-ondes et millimétriques. La grande pureté spectrale de ces lasers a d'ailleurs permis la réalisation d'un schéma de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ présentant une fonction de transfert de gigue compatible avec le gabarit de la norme ITU-T G825.1, ainsi qu'une grande tolérance à la dégradation d'OSNR du signal incident, pouvant descendre jusqu'à 14 $dB/0,1nm$. Ce résultat de toute première importance, qui démontre pour la première fois la possibilité de réaliser des dispositifs optiques compatibles avec les normes en vigueur définies pour des dispositifs électroniques, permet d'envisager l'utilisation de lasers DBR autopulsants dans une interface de régénération.

Abstract

This PhD thesis deals with the study of 40 GHz self-pulsation induced by passive mode-locking in semiconductor DBR lasers and its application to 40 $Gbit/s$ all-optical clock recovery. A theoretical model, including carrier density modulation, has shown that four-wave mixing generates passive mode-locking in such DBR lasers and is responsible for phase correlation between modes. Phase correlation then leads to a lorentzian shape photocurrent spectrum with a reduced spectral linewidth being the signature of self-pulsation. This theoretical study has provided guidelines to design vertical and horizontal structures of self-pulsating DBR lasers. The realized DBR lasers were used to experimentally investigate passive mode-locking through the measurement of fixed phase relationships between modes, as well as the demonstration of phase correlation. These two properties of passively mode-locked DBR lasers are fundamental since they determine respectively the temporal profile and the timing jitter of self-pulsating signals. Afterwards, the characterization of quantum-dots lasers, developed at the III-V Lab, has shown their potential to generate high spectral purity self-pulsating signals, with state-of-the-art spectral linewidths down to a few kHz. Finally, the study of injection locking of self-pulsating lasers has pointed out the key role of their free running spectral linewidth, and consequently the high potential of quantum-dots lasers for applications such as all-optical clock recovery and low jitter micro-wave and millimetre-wave optical sources. The high spectral purity of these components has lead to experimental achievement of 40 $Gbit/s$ all-optical clock recovery scheme with jitter transfer function compliant with ITU-T G825.1 standard. This promising result is the first demonstration that an all-optical device can meet ITU-T requirements defined for electronic devices, and is a new step towards practical application of self-pulsating DBR lasers in regeneration interfaces.

Table des matières

Remerciements **i**

Résumé **iii**

Abstract **v**

1 Introduction générale **1**

1.1 Introduction aux lasers à verrouillage de modes 1

1.2 Application à la régénération tout-optique du signal à haut-débit 3

1.3 Application aux transmissions sans fil haut-débit : Radio sur fibre 5

1.4 Présentation du travail 7

Bibliographie **9**

2 Modélisation du blocage de modes par mélange à quatre ondes dans un laser DBR **13**

2.1 Introduction au blocage de modes passif dans un laser DBR à semi-conducteurs . . . 14

2.2 Description du modèle théorique 15

2.2.1 Modulation de la densité de porteurs 16

2.2.2 Equations d'évolution couplées des modes 18

2.2.3 Description qualitative de l'injection optique intermodale 20

2.2.4 Bande d'accrochage 23

2.3 Etude de la corrélation de phase des modes 25

2.3.1 Modélisation du bruit de phase par l'approche adiabatique 26

2.3.2 Linéarisation des équations d'évolution des phases relatives 27

2.3.3 Discussion sur les fluctuations du gain dans les lasers multimodes 28

2.3.4 Discussion qualitative sur la corrélation de phase 29

2.4 Calcul numérique du bruit de fréquence des phases relatives 32

2.4.1 Ecriture matricielle 32

2.4.2 Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence 33
2.4.3 Résultats numériques 33
2.5 Analyse spectrale du photocourant 36
2.5.1 Expression de la fonction d'autocorrélation 37
2.5.2 Expression générale du carré moyen de la gigue de phase 39
2.5.3 Expression de la densité spectrale du photocourant 40
2.6 Conclusion 41

Bibliographie **42**

3 Conception et réalisation de lasers autopulsants à réflecteur de Bragg distribué **45**
3.1 Description du laser DBR multimode 45
3.1.1 Propriétés d'un miroir de Bragg 46
3.1.2 Introduction de la longueur effective 49
3.2 Conception de lasers DBR autopulsants 50
3.2.1 Constitution des couches guidantes 50
3.2.2 Coefficient de réflexion en face avant 56
3.2.3 Paramètres du miroir de Bragg distribué 56
3.2.4 Monomodalité transverse 58
3.2.5 Couplage actif-passif 59
3.2.6 Synthèse 61
3.3 Description de la procédure de fabrication des lasers DBR autopulsants 61
3.3.1 Plaques de base 63
3.3.2 Formation de la section passive par la technique "butt-joint" 63
3.3.3 Réalisation des réseaux de Bragg 64
3.3.4 Gravure des rubans et rebouchage BRS 65
3.3.5 Clôture du processus technologique 66
3.4 Conclusion 68

Bibliographie **69**

4 Caractérisation des lasers DBR autopulsants en régime de blocage de modes **71**
4.1 Dispositif expérimental 71
4.2 Lasers DBR à puits quantiques 72
4.3 Lasers à matériaux massifs et fort confinement (75 %) 76
4.3.1 Lasers Fabry-Perot 76
4.3.2 Lasers DBR 79

4.4 Lasers DBR à matériaux massifs et confinement modéré (20 %) 84
4.5 Lasers DBR avec double section active 85
4.6 Démonstration expérimentale de la corrélation de phase 88
4.7 Discussion sur le mécanisme de réduction de largeur spectrale 91
4.8 Caractérisation spectrale et temporelle des impulsions 94
4.8.1 Mesure des désaccords de phase 94
4.8.2 Méthode des spectrogrammes linéaire 97
4.9 Synthèse des mesures de largeur spectrale d'autopulsation à 40 GHz 99
4.10 Lasers à boîtes quantiques 101
4.10.1 Description des lasers Fabry-Perot à boîtes quantiques 101
4.10.2 Etude de la corrélation de phase 104
4.11 Conclusion 105

Bibliographie **108**

5 Synchronisation d'un laser autopulsant par injection externe **113**
5.1 Approche théorique de la synchronisation d'un laser autopulsant 114
5.1.1 Bruit de phase d'un laser autopulsant synchronisé 114
5.1.2 Gigue temporelle d'un laser autopulsant synchronisé 117
5.1.3 Influence du bruit optique du signal injecté 118
5.2 Etude expérimentale : impact de la largeur spectrale 120
5.2.1 Etude comparative entre lasers massif et à boîtes quantiques 120
5.2.2 Dispositif expérimental 122
5.2.3 Caractérisation du bruit de phase : expérience et théorie 123
5.3 Performances de la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ 126
5.3.1 Dispositif expérimental 126
5.3.2 Analyse temporelle 128
5.3.3 Comparaison de la qualité d'horloge récupérée en fonction de la gigue du signal d'entrée 130
5.3.4 Compatibilité avec les standards ITU-T de la récupération d'horloge à base de lasers à boites quantiques 130
5.3.5 Impact du bruit optique sur la récupération d'horloge 132
5.3.6 Cascade des lasers autopulsants massif et à boites quantiques 134
5.4 Conclusion et perspectives 139

Bibliographie **141**

6 Conclusion générale **143**

A Coefficient de recouvrement transverse **147**

A.1 Equation de propagation de l'enveloppe lentement variable 147

A.2 Modulation de la densité de porteurs 148

A.3 Equations d'évolution des modes couplés 149

B Equations d'évolution couplées à quatre modes **151**

C Densité spectrale de puissance du bruit de phase généré par le bruit optique **153**

Table des figures **155**

Liste des tableaux **160**

Liste des publications **163**

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Introduction aux lasers à verrouillage de modes

Le développement des études portant sur le blocage de modes remonte au début des années 1960 avec les articles de DiDomenico [1], Hargrove [2] et Yariv [3] décrivant la génération d'un train continu d'impulsions par modulation des pertes internes d'une cavité laser He-Ne à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Parallèlement, Lamb [4] décrivit comment les propriétés non linéaires du milieu à gain d'un laser sont susceptibles d'engendrer un verrouillage des modes de la cavité. Peu après, cette idée fut reprise par Crowell [5] qui démontra expérimentalement l'existence de ce phénomène par le seul comportement non linéaire du gain dans un laser He-Ne. Le verrouillage de modes fut ensuite appliqué et démontré sur de nombreux autres types de lasers, à savoir les lasers à gaz [6–8], à solides [9–11], à colorants liquides [12–15] et à semi-conducteurs [16]. Dans un laser multimode, les modes longitudinaux oscillant dans la cavité n'ont a priori aucune relation de phase les uns avec les autres, puisque leurs phases ne sont pas fixes et varient de manière aléatoire principalement sous l'action de l'émission spontanée. De fait, les interférences entre modes longitudinaux ne sont pas constructives et les fluctuations de puissance qu'elles engendrent sont en moyenne nulles conduisant à l'émission d'une puissance optique constante. En revanche, si pour différentes raisons, ces modes sont reliés entre eux par une relation de phase fixe, ceux-ci peuvent interférer de manière constructive. Leur battement produit alors une modulation de la puissance optique intra-cavité, pouvant aboutir à la génération d'impulsions, dont la période correspond au temps mis par la lumière pour effectuer un aller-retour dans la cavité. Dans ce cas, le laser est dit à modes bloqués ou verrouillés. En pratique, le phénomène de verrouillage de modes dans une cavité laser se répartit en deux classes : active et passive. Le blocage de modes dit actif implique en général l'application d'un signal externe pour engendrer une modulation du champ intra-cavité. La nature du signal modulé externe peut être soit électrique, par modulation du courant injecté dans la structure, soit optique, par injection non résonante dans la cavité d'un signal optique modulé. Par exemple, la technique de verrouillage de

modes actif la plus répandue consiste à introduire au sein d'une cavité laser un modulateur acousto-optique contrôlé par un signal électrique externe. Cette modulation d'amplitude provoque la création de bandes latérales de modulation qui se superposent aux modes de la cavité lorsque la fréquence de modulation est identique à l'intervalle spectral entre modes. La relation de phase fixe entre ces bandes latérales de modulation se transfère alors aux modes de la cavité conduisant au verrouillage en phase de ces derniers. A l'inverse, les techniques de blocage de modes passif ne nécessite pas de signaux externes pour réaliser la synchronisation en phase des modes. Celles-ci ont recours aux propriétés intrinsèques des éléments de la cavité laser afin de générer en quelque sorte une auto-modulation de la puissance optique. Parmi les approches les plus répandues, nous pouvons citer l'intégration d'un absorbant saturable dans la cavité laser [17–19], ou bien encore l'utilisation de l'effet Kerr optique [20–22] intra-cavité. Une autre approche, étudiée au cours de cette thèse, consiste à utiliser les effets non linéaires du gain dans la cavité [4, 23, 24] pour établir le verrouillage de modes. Il est à noter que les verrouillage de modes actif et passif ne sont pas incompatibles, bien au contraire. Le blocage passif des modes d'une cavité peut permettre effectivement de faciliter l'application du processus de verrouillage de modes actif. Cette technique est fréquemment mise en oeuvre sous le nom de verrouillage de modes hybride [25, 26].

D'une manière générale, quelle que soit la méthode employée, le verrouillage de modes est une technique permettant de produire des impulsions optiques de très courte durée comparée aux techniques de commutation de facteur Q et de commutation de gain, puisque celle-ci peut descendre jusqu'à l'ordre de la femtoseconde. Un exemple récent de mise en oeuvre des lasers à modes bloqués est celui des applications liées à la métrologie, rendu possible grâce au développement des lasers saphir titane femtosecondes (Ti^{3+} :Al_2O_3). Combiné à la largeur de leur bande de gain, le phénomène de verrouillage de modes produit par l'effet Kerr dans ce type de laser permet la formation d'un peigne de fréquences optiques. La très forte cohérence de phase entre les modes de la cavité formant ce peigne dont l'intervalle spectral est constant, est alors propice à la mesure précise de fréquences optiques, conduisant à l'obtention de résultats remarquables [27] et à l'attribution conjointe du Prix Nobel de Physique 2005 à J. L. Hall et T. W. Hänsch.

Dans un autre contexte, celui des communications optiques, le développement de composants photoniques fonctionnant dans les bandes de fréquences des ondes micrométriques ($3\ GHz < \mathrm{f} < 30\ GHz$) et millimétriques ($30\ GHz < \mathrm{f} < 300\ GHz$) devient un enjeu majeur de la recherche pour préparer les nouvelles technologies de télécommunications qui permettront de répondre à la demande toujours croissante de transmissions à haut-débit. De ce fait, un engouement nouveau apparaît à l'heure actuelle pour l'utilisation future de lasers semi-conducteurs autopulsants à modes bloqués puisque ces derniers semblent montrer un fort potentiel pour des applications telles que la récupération d'horloge tout-optique à très haut-débit (40 $Gbit/s$ et au-delà) [28–30] ou bien

la génération de porteuses optiques millimétriques nécessaires au développement des activités de transmission radio haut-débit [31–35].

1.2 Application à la régénération tout-optique du signal à haut-débit

La grande bande passante des fibres optiques combinée à l'apparition des amplificateurs à fibres dopées à l'erbium (EDFA) dans les années 1990 a rendu possible la croissance des systèmes de transmission, si bien que les transmissions sur fibres optiques sont désormais établies aussi bien dans les réseaux inter-urbains que transcontinentaux. Le développement permanent du trafic d'information, lié à l'émergence de nouvelles techniques de numérisation et des applications qui en découlent, a contribué ces dernières années à l'augmentation générale du débit de transmissions. La première solution permettant la croissance du débit de transmissions est l'augmentation directe du débit par canal, fixée par la norme de hiérarchie numérique synchrone (SDH, Synchronous Digital Hierarchy). Cette norme impose que le débit par canal soit un multiple de la trame de base appelée module de transport synchrone (STM, Synchronous Transport Module), dont le débit est fixé à 155,52 $Mbit/s$. Ainsi pour des transmissions dites à 40 $Gbit/s$, la trame STM-256 est utilisée ce qui correspond à un débit de 256x155,52 $Mbit/s$, soit précisément 39,81312 $Gbit/s$. Bien entendu, l'augmentation du débit par canal ne permet pas à elle seule de répondre totalement à la croissance du trafic de données. La technique du multiplexage, quant à elle, combinée à l'augmentation du débit par canal permet une augmentation significative du débit total de transmission. En effet, il s'agit d'entrelacer N canaux transportant chacun des données à un certain débit, ce qui permet de multiplier d'un facteur N le débit total de transmission. La technique de multiplexage la plus répandue dans les systèmes de transmission est celle du multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing) qui consiste à transmettre dans une même fibre de multiples signaux selon différentes longueurs d'onde. Cette technique a d'ailleurs été rendue possible grâce à la capacité des EDFA à amplifier simultanément plusieurs porteuses optiques. Une autre technique de multiplexage appelée multiplexage temporel (TDM, Time Division Multiplexing), principalement utilisée en laboratoire, consiste par exemple à entrelacer temporellement plusieurs trains d'impulsions optiques. Cependant, la montée en débit des systèmes de transmission rendue possible par la combinaison des techniques de multiplexage et de l'accroissement du débit par canal s'accompagne de nouvelles contraintes physiques occasionnées par la propagation dans la fibre optique (effets non linéaires, dispersion chromatique et de polarisation) et par l'amplification optique (émission spontanée). Ces contraintes deviennent limitantes pour des débits supérieurs à 40 $Gbit/s$ si bien que le développement de techniques de régénération devient nécessaire. Le concept de régénération des signaux optiques est de compenser

la dégradation du rapport signal sur bruit optique due aux pertes linéiques dans la fibre, et de supprimer les fluctuations d'amplitude et de phase accumulées lors de la propagation. Ces trois étapes peuvent être résumées par les termes suivants : Réamplification, Remise en forme et Resynchronisation. Une technique de régénération complète sera donc appelée régénération $<< 3R >>$. Parmi ces trois étapes, celle de resynchronisation nécessite l'utilisation d'une horloge de référence généralement obtenue par le processus de récupération d'horloge. En l'absence de récupération d'horloge, certaines techniques de régénération dites $<< 2R >>$ ont été développées à partir de propriétés non linéaires de certains composants [36]. Ces techniques permettent d'assurer uniquement la Réamplificaiton et la Remise en forme, comme par exemple la conversion de longueur d'ondes à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) en utilisant les principes de modulation de gain croisée (XGM, Crossed Gain Modulation) ou de modulation de phase croisée (XPM, Crossed Phase Modulation), ou encore la commutation optique par le biais d'absorbants saturables ou d'interféromètres de Sagnac, plus connus sous le nom de NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror). Bien que ces dispositifs puissent intégrer une récupération d'horloge, l'association décrite par la figure 1.1 d'un Mach-Zehnder SOA avec une récupération d'horloge leur est préférée pour la réalisation d'un régénérateur $<< 3R >>$ [37, 38]. La récupération d'horloge à des débits de l'ordre

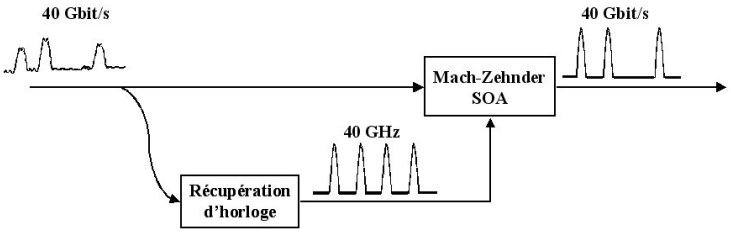


FIG. 1.1 – Description d'un régénérateur « 3R » tout-optique associant une récupération d'horloge tout-optique avec un Mach-Zehnder SOA.

de 40 $Gbit/s$ peut actuellement être réalisée par des dispositifs électroniques, soit par une technique passive de filtrage, soit par le procédé de boucle à verrouillage de phase. Néanmoins, de tels dispositifs dont le coût ne cesse de diminuer malgré leur complexité de réalisation souffrent surtout de problèmes de compacité et de consommation énergétique, ainsi que d'un manque de transparence au débit imposée par l'étape nécessaire de conversion optoélectronique. C'est pourquoi un effort particulier est consenti actuellement pour le développement de dispositifs de récupération d'horloge tout optique qui permettraient de limiter les coûts tout en offrant de bonnes capacités d'intégration et une meilleure transparence au débit [39].

Parmi les différentes approches étudiées pour la récupération d'horloge tout optique à 40 $Gbit/s$, celle basée sur la synchronisation d'un laser autopulsant par injection externe d'un flux de données

semble très prometteuse [40]. Les lasers dits "autopulsants" (AP) sont des lasers dont la puissance optique oscille à une fréquence très inférieure à celle de la fréquence optique sous l'action d'une injection de courant continu. L'autopulsation peut être engendrée par différents phénomènes tels que le verrouillage de modes passif, ou bien encore la commutation de facteur Q passive. Néanmoins, pour des débits équivalents ou supérieurs à 40 $Gbit/s$, seuls les lasers AP de type modes bloqués ont le potentiel pour générer des porteuses optiques radio-fréquences de cet ordre. La récupération d'horloge s'apparente alors à une forme de verouillage de modes actif par injection d'un signal optique modulé sur un laser AP dont les modes sont initialement bloqués passivement. De manière équivalente, un laser AP à modes bloqués peut être verrouillé activement par injection d'un signal modulé électriquement. Cette approche conduit à une autre application des lasers AP à modes bloqués, développée récemment, qui est celle des transmissions sans fils haut-débit, plus communément qualifiées de transmissions Radio sur Fibre (RoF).

1.3 Application aux transmissions sans fil haut-débit : Radio sur fibre

Le nombre de terminaux mobiles et de fournisseurs augmentant d'année en année, de nouveaux services multimédia, toujours plus gourmands en débit, ne cessent de voir le jour. Nous pouvons citer entre autres la vidéo et le visiophone pour les téléphones portables «3G», l'accès à internet pour les ordinateurs portables «Wifi», ou bien encore les systèmes de positionnement automobile par satellite (GPS). A cet égard, les dernières prévisions de la société Telecom View sont impressionnantes et montrent que, à partir de 2006, le sans fil représentera plus de 30 % des nouvelles liaisons haute vitesse dans le monde. Le spectre des fréquences radio utilisé actuellement étant trop limité (0 à 10 GHz) pour supporter l'augmentation du débit relatif à cette évolution, il devient nécessaire d'entrevoir l'utilisation de porteuses de fréquences plus élevées (> 20 GHz). A de telles fréquences, la photonique représente une technologie de transport de l'information plus adéquate que l'électronique, puisque les composants photoniques possèdent des bandes passantes naturellement plus larges que leurs homologues électroniques. De plus, le transfert dans le domaine optique permet de réduire considérablement l'atténuation des signaux due à la propagation sur de longues distances. En effet, l'atténuation dans les fibres optiques ($\sim$ 0,2 dB/km) est beaucoup plus faible que celle des transmissions radio en espace libre ($\sim$ 15 dB/km à 60 GHz), d'autant plus que l'énergie est très bien confinée le long de la voie de communication désirée, au lieu d'être irradiée sur une très large zone angulaire. Pour ces différentes raisons, un engouement pour les technologies de génération et de détection optique des ondes millimétriques a lieu afin de permettre l'émergence des techniques de transmission RoF. Le principe des transmissions RoF consiste à acheminer l'information par voie

optique jusqu'aux stations de base afin de diminuer les coûts technologiques de ces dernières. En effet, comme le montre la figure 1.2, la complexité technologique est alors concentrée dans la seule station centrale qui se charge de distribuer optiquement les porteuses hautes fréquences aux stations de base, épargnant ainsi dans chaque station de base l'installation d'antennes de liaison vers la station centrale, de modulateurs et d'oscillateurs micro-ondes. Le réseau de distribution entre station centrale et stations de base peut avoir une topologie en anneau ou en étoile suivant la nature du réseau constitué (Wide Area Network, Local Area Network, Passive Optical Network).

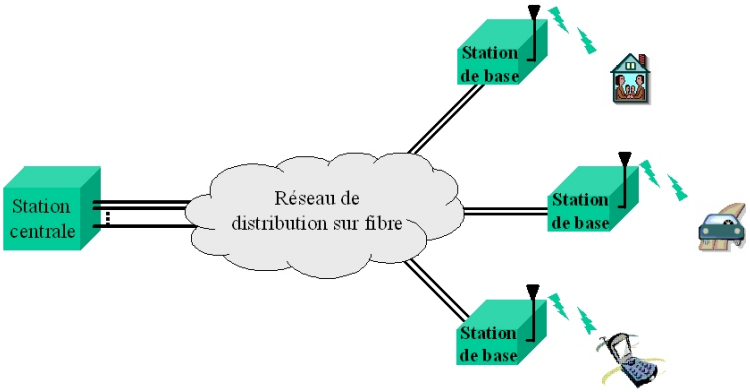


FIG. 1.2 – Schéma général d'une infrastructure Radio sur Fibre (RoF).

Parmi les composants clés qui permettront aux infrastructures RoF de faire face à la future demande d'applications multimédia haut-débit et de diffusion de systèmes TV haute définition (HDTV), nous pouvons relever en particulier les sources optiques micro-ondes de haute pureté spectrale, les modulateurs et les photodétecteurs large bande. Pour témoigner de l'importance du développement de ces composants, nous pouvons citer les tests qu'est en train d'effectuer NTT au Japon sur des systèmes de transmission sans fil capables de délivrer des débits de 10 $Gbit/s$, soit 10 fois plus rapide que les réseaux sans fil existant actuellement [41]. Ces tests sont réalisés à partir d'un système développé par les laboratoires NTT utilisant une source optique millimètrique et un récepteur large bande spécifique permettant la réduction des erreurs de données. Ce système permet de transmettre les données sur quelques km en utilisant des porteuses optiques hautes fréquences dans la bande 116-130 GHz. Bien que cette bande de fréquence ne soit pour l'instant pas disponible pour un usage commercial et n'ait encore jamais été autorisée à l'essai jusqu'à présent, de tels systèmes pourraient cependant être utilisés pour des communications entre bâtiments ou en intérieur afin de délivrer de la vidéo haute qualité sans avoir recours à des câbles, ou bien encore en cas de situation d'urgence pour fournir un diagnostic à distance basé sur des images de bonne qualité.

Nous voyons donc bien que les nouvelles technologies de transmission à très haut débit, qu'elles

soient sans fil ou sur fibre optique, vont ouvrir à l'Internet mobile d'immenses perspectives de développement et vont accélérer l'avènement d'un continuum numérique universel. A cet égard, tant pour la récupération d'horloge tout-optique que pour les transmissions sans fil haut-débit, les lasers DBR semi-conducteurs à modes bloqués se présentent comme des composants prometteurs pour le développement des technologies de transmission haut-débit de par leur capacité à générer des porteuses optiques hautes fréquences. L'étude théorique du verrouillage de modes, passif puis actif, dans ce type de lasers, ainsi que leur réalisation technologique devient donc un enjeu important pour ces deux types d'application. C'est dans cette perspective que le travail de thèse présenté ci-après a été mené.

1.4 Présentation du travail

La motivation initiale de ce travail de thèse était double, d'une part étudier le principe de fonctionnement des lasers DBR à verrouillage de modes passifs pour optimiser la réalisation de lasers DBR AP à semi-conducteurs, et d'autre part caractériser puis tester les lasers réalisés dans le cadre d'application de la récupération d'horloge tout-optique à un débit de 40 $Gbit/s$.

La modélisation du mécanisme de blocage de modes passif dans les lasers DBR semi-conducteurs s'appuyant sur l'introduction d'un phénomène non-linéaire sensible à la phase, à savoir le mélange à quatre ondes, fait l'objet du premier chapitre de ce mémoire. Les équations d'évolution d'un laser DBR à trois modes incluant le mélange à quatre ondes sont développées pour rendre compte du phénomène de verrouillage de modes passif. La synchronisation des phases est examinée à travers une étude sur la corrélation de bruits de phase. Ces résultats sont ensuite repris pour obtenir l'expression formelle du photocourant décrivant la photodétection du signal émis par un laser AP en régime de blocage de modes passif.

Les spécifications liées à l'application de la récupération d'horloge tout-optique, ainsi que les résultats analytiques dérivés du chapitre de modélisation ont guidé l'ensemble de la conception des lasers DBR AP. Le deuxième chapitre présente les étapes de conception ainsi que la description des principales étapes technologiques liée à la fabrication des composants.

Le troisième chapitre concerne l'ensemble des caractérisations expérimentales réalisées pour l'étude des lasers AP. La méthode de caractérisation systématique de ces lasers est présentée et appliquée à différents types de composants. De plus, la volonté de confronter les résultats théoriques à l'expérimentation nous a conduit à développer des méthodes de mesure spécifiques pour démontrer entre autres l'existence d'une relation de phase fixe entre modes établie par verrouillage de modes passif, ainsi que la corrélation des phases. La génération d'impulsions à partir de lasers DBR semi-conducteurs est également présentée dans ce chapitre, ainsi que la caractérisation de lasers à boîtes quantiques présentant des propriétés remarquables.

L'utilisation des composants sélectionnés dans un environnement système pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ est exposée dans le quatrième chapitre. Dans un premier temps, la théorie du verrouillage de modes actif par injection d'une horloge optique est présentée pour comprendre l'impact de différents paramètres sur les performances de la récupération d'horloge. Dans un second temps, une analyse expérimentale du bruit de phase de l'horloge récupérée est réalisée pour caractériser finement les performances des lasers à l'étude. Enfin, des résultats de première importance pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ basée sur la synchronisation de lasers AP à boîtes quantiques closent ce dernier chapitre.

Bibliographie

[1] M. DiDomenico, "Small-signal analysis of internal (coupling type) modulation of lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 35, pp. 2870-2876, 1964.

[2] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation", *Applied Physics Letters*, Vol. 5, pp. 4-5, 1964.

[3] A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators", *Journal of Applied Physics*, Vol. 36, pp. 388-391, 1965.

[4] W. E. Lamb Jr., "Theory of an optical maser", *Physical Review*, Vol. 134, pp. A1429-A1450, 1964.

[5] M. H. Crowell, "Characteristics of mode-coupled lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-1, pp. 12-20, 1965.

[6] A. J. DeMaria and D. A. Stetser, "Laser pulse-shaping and modelocking with acoustic waves", *Applied Physics Letters*, Vol. 7, pp. 71-73, 1965.

[7] D. E. Caddes L. M. Osterink, and R. Targ, "Mode locking of the $C0_2$ laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 12, pp. 74-76, 1968.

[8] 0. R. Wood and S. E. Schwarz, "Passive mode locking of a CO_2 laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 12, pp. 263-265, 1968.

[9] T. Deutsch, "Mode-locking effects in an internally modulated ruby laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 7, pp. 80-82, 1965.

[10] A. J. De Maria, C. M. Ferrar and G.E . Danielson, "Mode locking of a Nd^{3+} doped glass laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 8, pp. 22-24, 1966.

[11] M. DiDomenico, H. M. Marcos, J. E. Geusic and R. E. Smith, "Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAG :Nd laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 8, pp. 180-182, 1966.

[12] W. H. Glenn, M. J. Brienza and A. J. DeMaria, "Mode locking of an organic dye laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 12, pp. 54-56, 1968.

[13] D. J. Bradley and A. J. F. Durrant, "Generation of ultrashort dye laser pulses by mode locking", *Physics Letters*, Vol. 27A, pp. 73-74, 1968.

[14] H. Samuelson and A. Lempicki, "Q-switching and mode locking of Nd^{3+} :$SeOCl_2$ liquid laser", *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, pp. 6115-6116, 1968.

[15] W. Schmidt and F. P. Schafer, "Self-mode-locking of dye-lasers with saturable absorbers", *Physics Letters*, Vol. 26A, pp. 558-559, 1968.

[16] V. N. Morozov, V. V. Nikitin, and A. A. Sheronov, "Self-synchronization of modes in a GaAs semiconducting injection laser", *Letters to Jounal of Experimental and Theoretical Physics*, Vol. 7. pp. 256-258, 1968.

[17] G. H. C. New, "Pulse evolution in mode-locked quasicontinuous lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-10, pp. 115-124, 1974.

[18] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-11, pp. 736-746, 1975.

[19] J. A. Leegwater, "Theory of mode-locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 10, pp. 1782-1790, 1996.

[20] D. K. Negus, L. Spinelli, N. Goldblatt and G. Feugnet, "Sub-100 femtosecond pulse generation by Kerr lens mode-locking in Ti :Al_2O_3", *Advanced Solid-State Lasers*, Vol. 10, 1991.

[21] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti-sapphire laser", *Optics Letters*, Vol. 16, pp. 42-44, 1991.

[22] M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Garvey, J. P. Zhou, H. C. Kapteyn and M. M. Murnane, "Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked ti-sapphire laser ", *Optics Letters*, Vol. 18, pp. 977-979, 1993.

[23] H. Statz, G. A. DeMars and C. L. Tang, "Self-Locking of modes in lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 38, pp. 2212-2222, 1967.

[24] Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, T. Isu, T. Takiguchi and H. Higuchi, "Mode-locking in Fabry-Perot semiconductor lasers", *Physical Review A*, Vol. 65, No. 043807, 2002.

[25] D. Y. Kim, M. D. Pelusi, Z. Ahmed, D. Novak, H. F. Liu and Y. Ogawa, "Ultra-stable millimeter-wave signal generation using hybrid mode-locking of a monolithic DBR laser", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 9, pp. 733-734, 1995.

[26] D. Novak, D. Y. Kim, H. F. Liu, Z. Ahmed and Y. Ogawa , "Locking range of a hybrid mode-locked monolithic DBR semiconductor laser at millimeter wave frequencies", *IEEE Microwave and guided wave letters*, Vol. 6, No. 9, pp. 320-322, 1996.

[27] S. T. Cundiff, J. Ye and J. L. Hall, "Optical frequency synthesis based on mode-locked lasers", *Review of scientific instrument*, Vol. 72, No. 10, pp. 3749-3771, 2001.

[28] T. Ohno, K. Sato, T. Shimizu, T. Furuta and H. Ito, "Recovery of 40 GHz optical clock from 160 Gbit/s data using regeneratively modelocked semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 39, Issue 5, pp. 453-455, 2003.

[29] H. Bao, Y. J. Wen and H. F. Liu, "Impact of saturable absorption on performance of optical clock recovery using a mode-locked multisection semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. 9, pp. 1177-1185, 2004.

[30] G.-H. Duan, C. Gosset, B. Lavigne, R. Brenot, B. Thedrez, J. Jacquet and O. Leclerc, "40 GHz all-optical clock recovery using polarization insensitive distributed Bragg reflector lasers", *in Proc. of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, paper CThQ5, 2003.

[31] Special Issue on "Fiber-optic microcellular radio communication systems and their technologies", *IEICE Transactions on Communications*, Vol. E76B, 1993.

[32] J. Burns, "The application of millimeter-wave technology for personal communication networks in the United Kingdom and Europe : a technical and regulatory overview", *in proceedings of Microwave Theory and Techniques Symposium*, San Diego, pp. 635-638, 1994.

[33] D. Novak, Z. Ahmed, R. B. Waterhouse and R. S. Tucker, "Signal generation using pulsed semiconductor lasers for application in millimeter-wave wireless links", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 9, pp. 2257-2262, 1995.

[34] D. Wake, C. R. Lima and P. A. Davies, "Optical generation of millimeter-wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semiconductor laser", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 9, pp. 2270-2276, 1995.

[35] T. Ohno, F. Nakajima, T. Furuta and H. Ito, "A 240-GHz active mode-locked laser diode for ultra-broadband fiber-radio transmission systems", *in Proceedings of Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Paper PDP13, 2005.

[36] F. Seguineau, "Etude de dispositifs de régénération tout-optique du signal à ultra haut débit (40 Gbit/s) pour des applications de transmission par fibres optiques", *Mémoire de thèse*, Université de Nice-Sophia Antipolis, Mai 2005.

[37] B. Lavigne, P. Guerber, P. Brindel, E. Balmefrezol and B. Dagens, "Cascade of 100 optical 3R regenerators at 40 Gbit/s based on all-active Mach-Zehnder interferometer", *in Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper We.F.2.6, 2001.

[38] B. Lavigne, P. Guerber, D. Chiaroni, C. Janz, A. Jourdan, B. Sartorius, C. Bornholdt, M. Morlhe, "Test at 10Gbit/s of an optical 3R regenerator using an integrated all-optical clock recovery", *in Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Vol. II, pp. 262-263, 1999.

[39] A. Jourdan, "The perspective of optical packet switching inIP dominant backbone and metropolitan networks", *IEEE Communication Magazine*, Vol. 39, pp. 136-141, 2001.

[40] B. Sartorius, C. Bornholdt, O. Brox, H.J. Ehrke, D. Hoffmann, R. Ludwig and M. Mohrle, "All-optical clock recovery module based on self-pulsating DFB laser", *Electronics Letters*, Vol. 34, Issue 17, pp. 1664-1665, 1998.

[41] R. Trégouët, "Les nouvelles technologies de transmission sans fil à très haut débit vont bouleverser l'économie numérique", *Revue de presse sur Internet, @RT Flash, URL http* : $//www.tregouet.org/rubrique.php3?id_rubrique = 8$, Lettre 354, Octobre 2005.

Chapitre 2

Modélisation du blocage de modes par mélange à quatre ondes dans un laser DBR

L'observation de signaux autopulsants à partir de lasers DBR à semi-conducteurs sans absorbant saturable, d'après [1], au moyen d'un analyseur de spectre électrique (ASE) précédé d'une photodiode rapide, a montré l'existence d'un spectre de photocourant de type lorentzien, dont la largeur spectrale est relativement faible (de l'ordre du MHz) comparée aux largeurs spectrales usuelles des modes optiques de la cavité laser. Or, nous savons, par l'intermédiaire des études menées sur la photodétection cohérente [2], que le battement entre deux champs optiques décorrélés en phase génère sur un photodétecteur une composante lorenztienne dont la largeur spectrale est égale à la somme de leurs largeurs spectrales respectives. Par conséquent, il semble que l'observation sur un ASE d'une composante lorentzienne de largeur spectrale réduite soit la signature du phénomène de blocage de modes passif, et que cette réduction soit attribuable à l'existence d'une corrélation de phase entre modes optiques. De ce fait, afin de mieux appréhender le fonctionnement de ce type de lasers, nous nous proposons à travers notre étude de justifier l'existence de la corrélation des phases dans les lasers DBR à semi-conducteurs par l'intermédiaire des effets non-linéaires, et plus particulièrement du mélange à quatre ondes. En d'autres termes, nous souhaitons démontrer d'un point de vue théorique en quoi le mélange à quatre ondes est à l'origine de la génération d'un signal autopulsant (de type micro-onde) par battement de modes. Pour ce faire, nous étudions un laser DBR à semi-conducteurs dont nous développons les équations d'évolution incluant le mélange à quatre ondes, pour décrire le régime de blocage de modes passif, avant de mettre en évidence l'existence de la corrélation de leur bruit de phase. Ensuite nous faisons une étude spectrale du photocourant correspondant au champ optique émis par ce même laser. Enfin nous complètons cette étude à l'aide d'une résolution

numérique de nos équations d'évolution, dans le but de valider les résultats obtenus dans l'étude analytique, c'est-à-dire que le mélange à quatre ondes, en introduisant la corrélation des phases, est à l'origine de l'existence de l'autopulsation par blocage de modes passif dans le laser DBR.

2.1 Introduction au blocage de modes passif dans un laser DBR à semi-conducteurs

La génération de signaux micro-ondes est en général associée au phénomène de blocage de modes dans les lasers multimodes à semiconduteurs, plus connu sous le terme anglophone de "mode-locking", qui consiste à l'établissement d'un régime de fonctionnement pour lequel l'intervalle spectral intermodal est constant et leurs phases sont synchronisées. Ce phénomène de blocage de modes, permettant l'autopulsation, est attribué aux interactions non linéaires entre modes [3–5] induites par la création d'une pulsation temporelle dynamique de l'indice et du gain du milieu actif. Cette dynamique provient, dans les lasers à semi-conducteurs, de la dépendance de la densité de porteurs du milieu à gain vis à vis de la puissance optique, et partant, de sa sensibilité à la modulation de cette puissance aux fréquences de battements des modes [6].

Dans ce cadre d'étude, la mise en évidence de la synchronisation des phases des différents modes d'un laser à semi-conducteurs nous conduit à nous intéresser plus particulièrement à un mécanisme d'interaction non linéaire entre modes sensible à leur phase : le mélange à quatre ondes (FWM, four-wave mixing). Les équations décrivant le mélange à quatre ondes que nous allons utiliser sont issues d'un article d'Agrawal [7] traduisant l'impact de l'auto-modulation de la densité de porteurs sur le taux de suppression des modes secondaires. Le mélange à quatre ondes se compose de deux types d'effets non linéaires : les effets interbandes, dont la fréquence de coupure est de l'ordre du GHz, et les effets intrabandes (Spectral Hole Burning et Carrier Heating), dont la fréquence de coupure est de l'ordre du THz. Il est à noter qu'en dessous de leur fréquence de coupure, les effets interbandes sont très supérieurs aux effets intrabandes, c'est pourquoi ces derniers sont considérés comme négligeables dans bon nombre d'applications.

L'autopulsation par blocage de modes pour la génération de porteuses optiques micro-ondes vers 40 GHz implique que la fréquence d'autopulsation ν_{ap}, à laquelle se produisent les effets non linéaires, se situe au delà de la fréquence de coupure des effets interbandes. En effet, cette fréquence de coupure est inversement proportionnelle à la durée de vie spontanée des porteurs τ_e dont la valeur au niveau du seuil de fonctionnement laser est généralement estimée à 1 ns. Cependant, dans de telles conditions, les effets interbandes, de par leur importance vis à vis des effets intrabandes, peuvent être à l'origine d'un mélange à quatre ondes pertinent jusqu'à une fréquence supérieure à la centaine de GHz [8] si bien que leur influence reste suffisament élevée par rapport à celle des effets intrabandes

pour que l'on puisse négliger ces derniers. D'autre part, au fur et à mesure que l'on augmente le courant d'injection par rapport au seuil, la durée de vie "stimulée" des porteurs diminue et peut atteindre jusqu'à $0,2\ ns$ dans le cas d'un régime de fonctionnement élevé, tendant à rendre les effets intrabandes d'autant plus négligeables. Notre travail ayant pour but l'étude des phénomènes non linéaires apparaissant à des courants de fonctionnement élevés, notre approche ne rendra donc compte que de l'influence des effets interbandes du mélange à quatre ondes, c'est-à-dire de la modulation de la densité de porteurs à la fréquence ν_{ap} du battement entre les modes longitudinaux oscillant dans le laser DBR à semi-conducteurs.

2.2 Description du modèle théorique

Tout d'abord, le laser DBR peut être considéré comme un laser de type Fabry-Perot dont l'une des facettes est caractérisée par un coefficient de réflexion équivalent $r_{eq}(\lambda)$ sélectif en longueur d'onde (cf. figure 2.1). De plus, nous supposons que la structure du laser n'autorise que la seule propagation

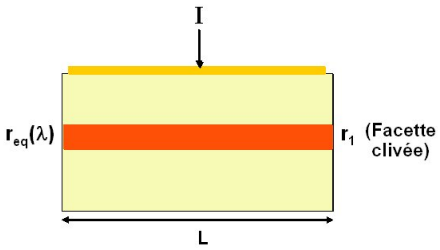


FIG. 2.1 – Représentation théorique du laser DBR

du mode TE fondamental de distribution transverse $\varphi(x, y)$. Cette hypothèse est décrite comme une condition nécessaire à l'obtention d'autopulsation par verrouillage de modes passif [9]. Nous supposons également une distribution uniforme de la densité de photons dans la direction longitudinale pour simplifier le développement des équations couplées. Bien que cette approximation ne soit exacte que pour des facettes de cavité à haute réflectivité, elle n'introduit pas d'erreur significative dans le traitement des équations pour des fonctionnements au-delà du seuil du laser [10]. En outre, l'étude que nous nous proposons de développer s'attache plus à une description analytique simplifiée des propriétés liées à l'autopulsation qu'à une résolution quantitative des équations d'évolution couplées. L'onde monochromatique représentant le champ optique du $k^{ème}$ mode de la cavité peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\beta_k = E_k(t) \exp\left(-\imath\omega_k t\right) \cdot \varphi(x, y) \cdot Z_k(z), \tag{2.1}$$

où Z_k représente la dépendance longitudinale, ω_k la fréquence angulaire du mode k en régime de modes bloqués et ϕ_k sa phase instantanée. E_k représente l'amplitude complexe du champ défini par :

$$E_k(t) = \frac{A_k(t)\exp\left(-\imath\phi_k(t)\right)}{\sqrt{\frac{\int_0^L |Z_k(z)|^2 dz}{L}}}, \tag{2.2}$$

avec A_k l'amplitude lentement variable. Considérant un laser à M modes longitudinaux, l'intensité totale du champ électrique s'écrit :

$$\begin{aligned} \mid \beta_T \mid^2 &= \sum_{k=1}^{M} \mid E_k(t) \mid^2 \mid \varphi(x,y) \mid^2 \mid Z(z) \mid^2 \\ &+ \sum_{k=1}^{M}\sum_{l>k}^{M} \left(E_k E_l^* \mid \varphi(x,y) \mid^2 \mid Z(z) \mid^2 \exp\left(\imath\Omega_{lk} t\right) + c.c. \right), \end{aligned} \tag{2.3}$$

où *c.c.* désigne le complexe conjugué du terme précédent, et $\Omega_{lk} = \omega_l - \omega_k$. Nous avons considéré ici que les vecteurs d'onde vérifient la relation $\mid k_{i+1} - k_i \mid L \ll 1$, de telle sorte que $Z_{k+1} \simeq Z_k \simeq Z$ [11]. En régime d'autopulsation, l'ensemble des modes longitudinaux oscillant dans la cavité sont verrouillés passivement de telle sorte que tous les intervalles spectraux sont fixés et égaux à la fréquence angulaire dite d'autopulsation Ω_{ap}. Or, dans un laser DBR, la dispersion de la longueur effective vue par les modes de la cavité impliquant une dipsersion des intervalles spectraux libres, nous supposons que les effets non linéaires induisent un déplacement des fréquences angulaires initiales des modes de la cavité de telle sorte que le système puisse évoluer en blocage de modes passif. A ce titre, nous introduirons dans les équations d'évolution couplées le terme $j(\omega_k - \omega_k^i)$ traduisant l'effet de l'attraction mutuelle en fréquence entre les modes sur la phase des champs [12], dans lequel ω_k^i représente la fréquence angulaire initiale du mode k correspondant à la résonance de cavité. En introduisant le terme $\Omega_{lk} = (l-k)\Omega_{ap} = m\Omega_{ap}$ dans l'équation (2.3), l'intensité optique totale en régime de blocage de modes passif s'exprime par :

$$\begin{aligned} \mid \beta_T \mid^2 &= \mid \beta_{T0} \mid^2 \\ &+ \sum_{m=1}^{M-1} \left(\sum_{k=m+1}^{M} E_k E_{k-m}^* \mid \varphi(x,y) \mid^2 \mid Z(z) \mid^2 \right) \exp(-\imath m\Omega_{ap} t) + c.c., \end{aligned} \tag{2.4}$$

avec $\mid \beta_{T0} \mid^2$ la densité moyenne de photons, correspondant au premier terme de l'équation (2.3). Cette expression montre que l'intensité optique totale contient les termes de battements aux différentes harmoniques de Ω_{ap}.

2.2.1 Modulation de la densité de porteurs

Le battement entre différents modes d'une cavité laser peut induire dans un milieu actif à semi-conducteurs la création d'une modulation temporelle de l'indice et du gain par l'intermédiaire de

cinq processus non linéaires : la modulation de la densité de porteurs (CDM, Carrier Density Modulation), l'échauffement des porteurs (CH, Carrier Heating), le *hole burning* spectral (SHB, Spectral Hole Burning), l'absorption à deux photons et enfin l'effet Kerr [6]. Pour les raisons déjà évoquées précédemment, seul le CDM sera pris en compte dans cette étude [8]. Néanmoins le modèle présenté dans ce mémoire pourrait être facilement généralisé afin de prendre en compte les quatre autres effets non linéaires. L'origine du CDM dans les lasers multimodes à semi-conducteurs réside dans les interactions entre le gain du milieu actif et l'intensité optique totale, comme le montre ci-dessous l'équation d'évolution de la densité de porteurs :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_e} - v_g g_d (N - N_{tr}) \cdot |\beta_T|^2 + D\nabla^2 N \tag{2.5}$$

dans laquelle le champ électrique total β_T est normalisé de sorte que $|\beta_T|^2$ représente la densité de photons totale, I est le courant injecté dans le milieu à gain, V est le volume de la couche active, e est la charge élémentaire de l'électron, τ_e est la durée de vie spontanée des porteurs, v_g est la vitesse de groupe, g_d est le gain différentiel, N_{tr} est la densité de porteurs à la transparence et D le coefficient de diffusion. Compte tenu de la forme de l'équation d'évolution satisfaite par N et de l'expression (2.4) de la densité de photons, la densité de porteurs solution de cette équation est oscillante et peut s'exprimer sous la forme :

$$N = N_0 + \sum_{m=1}^{M-1} (N_m \exp(-\imath m \Omega_{ap} t) + c.c.) \tag{2.6}$$

avec N_m petit devant N_0. En effet, compte tenu de la durée de vie des porteurs telle que $\Omega_{ap}\tau_e \gg 1$, l'amplitude des harmoniques est faible et décroît fortement quand leur rang augmente. Ceci nous permet de développer une analyse petit signal. La présence du terme de diffusion compliquant drastiquement la résolution de l'équation (2.5), nous choisissons de ne plus prendre ce terme en compte par la suite. En effet, la longueur de diffusion $\sqrt{D\tau_e}$ est suffisamment grande pour supposer que le principal effet de la diffusion des porteurs est d'effacer le *hole burning* spatial créé par l'onde stationnaire [6]. De plus, les dimensions transverses du guide actif sont telles que la diffusion transverse des porteurs est relativement faible. Dés lors, nous pouvons considérer la densité moyenne de porteurs N_0 uniformément répartie spatiallement. En introduisant les équations (2.2) et (2.6) dans l'équation (2.5), nous en déduisons l'expression petit signal suivante de N_m [7] :

$$N_m = \mid \varphi(x,y) \mid^2 \Delta N_m, \qquad et \qquad \Delta N_m = -(N_0 - N_{tr}) \cdot \frac{\sum_{k=m+1}^{M} E_k E_{k-m}^* / P_s}{1 + \mid \varphi \mid^2 P_t/P_s - \imath m \Omega_{ap} \tau_e}, \tag{2.7}$$

avec P_s la densité de photons à la saturation telle que $P_s = 1/(v_g g_d \tau_e)$, puis P_t la densité de photons locale telle que $P_t = \sum_{k=1}^{M} \mid \varphi(x,y) \mid^2 \mid E_k \mid^2$.

D'autre part, après intégration suivant les dimensions transverses du guide, la densité de porteurs moyenne N_0 satisfait l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N_0}{\tau_e} - G\overline{P}_t, \tag{2.8}$$

dans laquelle $\overline{P}_t$ est la densité de photons moyenne, le gain linéaire est représenté par $G = \Gamma v_g g_d(N_0 - N_{tr})$, et Γ est le facteur de confinement défini par :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2}\int_{-w/2}^{w/2} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \tag{2.9}$$

w et d étant respectivement la largeur et l'épaisseur de la couche active.

2.2.2 Equations d'évolution couplées des modes

Dans le cadre de l'approximation des enveloppes lentement variables, l'équation d'évolution du $k^{ème}$ mode de la cavité laser, incluant l'expression petit signal (2.7) de la densité de porteurs, peut s'exprimer d'après [6, 7] comme suit (cf. Annexe A) :

$$\begin{aligned}\frac{dE_k}{dt} &= \frac{1}{2}(1-\imath\alpha_H)(G-\gamma_k)E_k - \imath(\omega_k^i - \omega_k)E_k \\ &+\frac{1}{2}(1-\imath\alpha_H)GC \times \sum_{m=1}^{M-1}\left(\frac{\sum_{j=m+1}^{M} E_j E_{j-m}^*}{\imath m\Omega_{ap}\tau_e P_s}E_{k-m} + \frac{\sum_{j=m+1}^{M}(E_j E_{j-m}^*)^*}{(\imath m\Omega_{ap}\tau_e P_s)^*}E_{k+m}\right),\end{aligned} \tag{2.10}$$

où nous avons négligé le terme $(1+ \mid \varphi \mid^2 P_t/P_s)$ devant le module de $\imath m\Omega_{ap}\tau_e$ car la fréquence des battements se situe bien au-delà de la fréquence de coupure des effets interbandes et vérifie $\Omega_{ap}\tau_e \gg 1$. α_H représente le facteur de couplage phase-amplitude ou facteur de Henry et γ_k correspond aux pertes de cavité pour le $k^{ème}$ mode. Etant donné le faible encombrement spectral d'un laser DBR à trois modes ($\sim 1nm$), le gain linéaire G est supposé constant sur l'ensemble du spectre exploité. Comme précisé dans le paragraphe 2.2, le terme $(\omega_k - \omega_k^i)$ exprime le déplacement de fréquence angulaire du mode k en régime de modes bloqués par rapport à sa fréquence angulaire de résonance dans la cavité ω_k^i. C désigne le facteur de recouvrement transverse, défini par (cf. Annexe A) :

$$C = \frac{\int_{-d/2}^{d/2}\int_{-w/2}^{w/2} \mid \varphi(x,y) \mid^4 dxdy}{\int_{-d/2}^{d/2}\int_{-w/2}^{w/2} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \tag{2.11}$$

Ce facteur de recouvrement a été introduit par Bogatov [13] puis Agrawal [6] et rend compte de l'influence de la distribution transverse sur le gain non-linéaire.
L'équation (2.10) est semblable à celles développées par Sargent [14] et Shore [15] pour décrire le couplage inter-modal dans les lasers multimodes. Cependant, dans notre approche, nous nous concentrons sur l'effet du processus de modulation de la densité de porteurs résultant du battements des modes longitudinaux sélectionnés par le miroir de Bragg distribué afin d'expliciter l'origine de l'autopulsation et d'en étudier les propriétés. La modulation d'indice et de gain créée par le CDM affectant à la fois l'amplitude et la phase des modes longitudinaux oscillant dans la cavité, il est intéressant de développer les équations d'évolution couplées en amplitude et en phase.
Par souci d'obtenir la description physique la plus claire possible des mécanismes mis en jeu sans

trahir qualitativement les propriétés inhérentes au phénomène de mélange à quatre ondes, nous réduisons notre modèle à l'étude d'un système à trois modes. Il est important de noter ici que, outre la simplification apportée au développement analytique des équations d'évolution couplées, cette hypothèse reste consistante avec les caractéristiques spectrales des lasers DBR. Par séparation des parties réelle et imaginaire dans l'équation (2.10), les équations d'évolution suivantes en amplitude et en phase sont obtenues pour les modes considérés :

$$\frac{dA_1}{dt} = \frac{G}{2}\left[1+\vartheta_{cdm}\left(\frac{\alpha_H}{2}\frac{A_3^2}{P_s}+\alpha_H\frac{A_2^2}{P_s}+\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_3}{A_1}\sin(\phi_{21}-\phi_{32}+\arctan\alpha_H)\right)\right]A_1-\frac{\gamma_1}{2}A_1 \tag{2.12}$$

$$\frac{dA_2}{dt} = \frac{G}{2}\left[1-\vartheta_{cdm}\alpha_H\left(\frac{A_1^2}{P_s}-\frac{A_3^2}{P_s}\right)\right]A_2-\frac{\gamma_2}{2}A_2 \tag{2.13}$$

$$\frac{dA_3}{dt} = \frac{G}{2}\left[1-\vartheta_{cdm}\left(\frac{\alpha_H}{2}\frac{A_1^2}{P_s}+\alpha_H\frac{A_2^2}{P_s}+\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_1}{A_3}\sin(\phi_{21}-\phi_{32}+\arctan\alpha_H)\right)\right]A_3-\frac{\gamma_3}{2}A_3 \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\phi_1}{dt} &= \frac{G}{2}\left[\alpha_H-\vartheta_{cdm}\left(\frac{1}{2}\frac{A_3^2}{P_s}+\frac{A_2^2}{P_s}+\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_3}{A_1}\cos(\phi_{21}-\phi_{32}+\arctan\alpha_H)\right)\right]-\frac{\gamma_1}{2}\\ &\quad+(\omega_1-\omega_1^i)\end{aligned} \tag{2.15}$$

$$\frac{d\phi_2}{dt} = \frac{G}{2}\left[\alpha_H+\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_1^2}{P_s}-\frac{A_3^2}{P_s}\right)\right]-\frac{\gamma_2}{2}+(\omega_2-\omega_2^i) \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\phi_3}{dt} &= \frac{G}{2}\left[\alpha_H+\vartheta_{cdm}\left(\frac{1}{2}\frac{A_1^2}{P_s}+\frac{A_2^2}{P_s}+\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_1}{A_3}\cos(\phi_{21}-\phi_{32}+\arctan\alpha_H)\right)\right]-\frac{\gamma_3}{2}\\ &\quad+(\omega_3-\omega_3^i)\end{aligned} \tag{2.17}$$

où ϑ_{cdm} quantifie l'effet du CDM, et $\phi_{k+1,k}$ désigne les phases relatives, définis par :

$$\vartheta_{cdm}=\frac{C}{\Omega_{ap}\tau_e}, \qquad \phi_{k+1,k}=\phi_{k+1}-\phi_k \tag{2.18}$$

Nous pouvons observer que les équations d'évolution obtenues en amplitude et en phase ne dépendent pas seulement des phases individuelles mais du désaccord des phases relatives que nous noterons par la suite ψ tel que $\psi=\phi_{21}-\phi_{32}$. Ces équations sont également l'expression d'un mécanisme d'échange d'énergie entre modes caractéristique des effets non linéaires. En effet, le CDM, à travers la création d'une oscillation dynamique du gain et de l'indice, conduit à l'apparition de deux phénomènes : la saturation de gain croisée et le mélange à quatre ondes. D'une part, la saturation du gain croisée ne faisant intervenir que les modules des champs au carré est un phénomène insensible à la phase. Ce mécanisme favorise le champ de plus basse fréquence en causant une augmentation du gain pour le mode E_1 et une réduction du gain pour le mode E_3. Il induit ainsi une asymétrie du spectre

optique observée par Bogatov [13]. D'autre part, le mélange à quatre ondes, caractérisé par les termes $E_k^2 E_j^*$, conserve l'information sur la phase des champs car ce phénomène est sensible à leur phase. Nous pouvons souligner la contribution importante du facteur de couplage phase-amplitude α_H à ce mécanisme qui génère des bandes latérales de modulation proches des champs E_1 et E_3 présentant un déphasage par rapport à ces champs, ce qui conduit à un verrouillage des champs par injection dont le déplacement de fréquence optique se traduit dans les équations de phases par $(\omega_k - \omega_k^i)$. Un tel phénomène laisse entrevoir la possibilité d'un mécanisme de synchronisation en phase des champs impliqués.

Prenons par exemple le cas du champ E_1. Nous pouvons constater que s'ajoute au gain linéaire deux termes de gain non linéaire issus respectivement de la réjection par E_2 et E_3 des battements (aux fréquences ν_{ap} et $2\nu_{ap}$) de E_1 avec ces deux mêmes modes. Ces deux bandes latérales de modulation étant en phase avec E_1, leur addition est purement énergétique. En revanche, on s'aperçoit que vient également s'ajouter au champ E_1 un autre terme de gain non linéaire issu du battement entre les champs E_2 et E_3. E_1 n'étant pas lui-même à l'origine de cette bande latérale de modulation, celle-ci va s'additionner au champ E_1 en faisant intervenir un désaccord de phase mettant en jeu les phases des trois champs considérés. De ce fait, l'addition de cette bande latérale de modulation ne s'exprime plus simplement en fonction de l'énergie, mais également en fonction de la phase. Cette analyse conduit aux mêmes conclusions pour le champ E_3, de par la symétrie des phénomènes mis en jeu.

Au contraire de ces deux champs, le champ E_2 ne voit s'ajouter aucune bande latérale ayant un désaccord de phase, dans la mesure où aucune bande latérale de modulation créée par le battement entre les champs E_1 et E_3 n'est rejetée sur celui-ci. Bien sûr, ceci n'est le cas que pour un système à trois modes, car pour un système contenant un plus grand nombre de modes, tous les champs seraient sujets à l'addition de plusieurs bandes latérales de modulation en désaccord de phase, mais ceci rend inévitablement le système d'équations inextricable (cf. Annexe B).

Par ailleurs, bien que ces équations aient été menées en restreignant l'interaction des modes aux seuls effets interbandes, c'est-à-dire pour des champs optiques dont l'intervalle spectral libre est inférieur à la centaine de GHz, il serait rapide de démontrer que pour des intervalles spectraux libres supérieurs, la prise en compte des effets intrabandes conduirait à des équations similaires, avec pour seule différence une modification du paramètre de gain lié aux effets non linéaires (représenté ici par ϑ_{cdm}).

2.2.3 Description qualitative de l'injection optique intermodale

Le processus de battement entre modes longitudinaux module la densité de porteurs aux fréquences de ces battements, correspondant aux intervalles spectraux intermodaux dont la valeur varie

en fonction de la dispersion de longueur effective induite par le réseau de Bragg. Le CDM engendre alors l'apparition des phénomènes de saturation de gain croisée et de mélange à quatre ondes par la création de réseaux dynamiques d'indice et de gain, et génère des bandes latérales de modulation qui agissent sur les modes comme des signaux d'injection optiques. Cet effet peut être considéré comme un mécanisme de verrouillage par injection optique conduisant à l'apparition du régime de blocage de modes passif. Afin de mieux expliciter l'existence de ce phénomène de verrouillage par injection mutuelle, nous souhaitons effectuer une description qualitive de ce phénomène en introduisant les champs optiques d'injection $E_{inj,1}$ et $E_{inj,3}$ exprimés par :

$$E_{inj,1} = \rho_{inj,1} \cdot \exp(\phi_{inj,1}), \qquad E_{inj,3} = \rho_{inj,3} \cdot \exp(\phi_{inj,3}) \tag{2.19}$$

avec le taux d'injection $\rho_{inj,k}$ et la phase $\phi_{inj,k}$ définis respectivement par :

$$\rho_{inj,1} = G\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_1}{A_3}, \qquad \rho_{inj,3} = G\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_3}{A_1} \tag{2.20}$$

et :

$$\phi_{inj,1} = 2\phi_2 - \phi_1 + \arctan\alpha_H, \qquad \phi_{inj,3} = 2\phi_2 - \phi_3 + \arctan\alpha_H \tag{2.21}$$

Ces termes décrivent des champs optiques fictifs d'amplitude $\frac{A_2^2}{P_s}A_k$ (k={1,3}) dont l'introduction dans les équations (2.12)-(2.17) permettent de réécrire les équations d'évolution couplées sous la forme suivante :

$$\frac{dA_1}{dt} = \frac{G}{2}\left(1+\vartheta_{cdm}\left(\frac{\alpha_H}{2}\frac{A_3^2}{P_s}+\alpha_H\frac{A_2^2}{P_s}\right)\right)A_1 + \frac{\rho_{inj,3}}{2}\vartheta_{cdm}\sin(\phi_{inj,3}-\phi_1)A_1 - \frac{\gamma_1}{2}A_1 \tag{2.22}$$

$$\frac{dA_2}{dt} = \frac{G}{2}\left(1-\vartheta_{cdm}\alpha_H\left(\frac{A_1^2}{P_s}-\frac{A_3^2}{P_s}\right)\right)A_2 - \frac{\gamma_2}{2}A_2 \tag{2.23}$$

$$\frac{dA_3}{dt} = \frac{G}{2}\left(1-\vartheta_{cdm}\left(\frac{\alpha_H}{2}\frac{A_1^2}{P_s}+\alpha_H\frac{A_2^2}{P_s}\right)\right)A_3 - \frac{\rho_{inj,1}}{2}\vartheta_{cdm}\sin(\phi_{inj,1}-\phi_3)A_3 - \frac{\gamma_3}{2}A_3 \tag{2.24}$$

$$\frac{d\phi_1}{dt} = (\omega_1-\omega_1^i) + \frac{G}{2}\left(\alpha_H - \vartheta_{cdm}\left(\frac{1}{2}\frac{A_3^2}{P_s}+\frac{A_2^2}{P_s}\right)\right) - \frac{\rho_{inj,3}}{2}\vartheta_{cdm}\cos(\phi_{inj,3}-\phi_1) - \frac{\gamma_1}{2} \tag{2.25}$$

$$\frac{d\phi_2}{dt} = (\omega_2-\omega_2^i) + \frac{G}{2}\left(\alpha_H + \vartheta_{cdm}\left(\frac{A_1^2}{P_s}-\frac{A_3^2}{P_s}\right)\right) - \frac{\gamma_2}{2} \tag{2.26}$$

$$\frac{d\phi_3}{dt} = (\omega_3-\omega_3^i) + \frac{G}{2}\left(\alpha_H + \vartheta_{cdm}\left(\frac{1}{2}\frac{A_1^2}{P_s}+\frac{A_2^2}{P_s}\right)\right) + \frac{\rho_{inj,1}}{2}\vartheta_{cdm}\cos(\phi_{inj,1}-\phi_3) - \frac{\gamma_3}{2} \tag{2.27}$$

Les équations d'évolution obtenues pour les modes latéraux (2.22)-(2.25) et (2.24)-(2.27) sont semblables à celles décrivant un laser soumis à l'injection d'un champ optique externe [16]. La différence

avec le phénomène d'injection optique externe réside dans la nature du champ optique d'injection qui est généré au sein même de la cavité et dont l'amplitude dépend du CDM à travers le terme ϑ_{cdm}. Sous cette forme, ces équations montrent clairement que les bandes latérales de modulation formées par mélange à quatre ondes agissent comme des signaux d'injection internes. La figure 2.2 décrit schématiquement le processus de verrouillage par injection mutuelle dans les lasers DBR à trois modes. Par souci de simplicité, ω_2 est supposé égal à ω_2^i sur cette description schématique. L'effet des bandes latérales de modulation dépend de l'intensité relative entre les modes impliqués

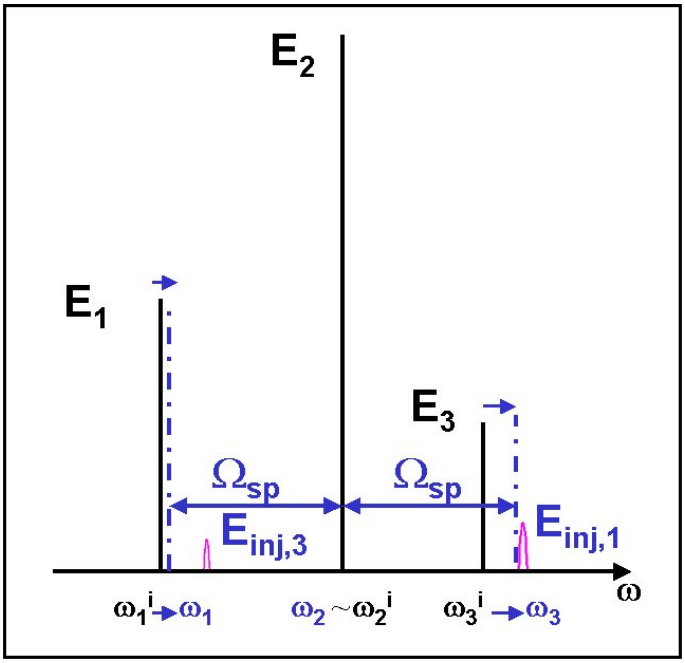


FIG. 2.2 – Description schématique de l'injection mutuelle à partir des bandes latérales de modulation créées par FWM aboutissant au verrouillage passif des modes à la fréquence $\Omega_{ap} \sim \omega_2 - \omega_1$.

(1 et 3 ici) par l'intermédiaire des termes de taux d'injection. Naturellement, plus la puissance d'une bande latérale de modulation est élevée, plus le déplacement en fréquence du mode injecté sera grand. Ceci explique d'ailleurs pourquoi, de manière générale, la fréquence d'AP générée est approximativement supposée égale à la fréquence de battements des deux modes principaux. Ce phénomène de verrouillage par injection mutuelle permet de justifier l'existence du déplacement de fréquences angulaires des modes optiques par rapport aux résonances de cavité pour vérifier la condition entre modes verrouillés passivement ($\omega_3 - \omega_2 = \omega_2 - \omega_1 = \Omega_{ap}$), démontrant ainsi la consistance de notre modélisation du régime de blocage de modes passif.

2.2.4 Bande d'accrochage

La forte non linéarité du système implique la difficulté de déterminer des conditions simples de stationnarité. Cependant, afin de déterminer la limite de validité de ce système d'équations différentielles (2.12)-(2.17), les dérivées temporelles des amplitudes et des phases sont supposées nulles. Les variables temporelles d'amplitude et de phase sont remplacées par leurs valeurs statiques notées A_k^0 et ϕ_k^0. Par addition des équations stationnaires ainsi établies en amplitude et en phase pour chaque mode, nous obtenons les expressions des déplacements de fréquences angulaires de chaque mode :

$$\omega_1^i - \omega_1 = -\frac{1}{2}G\vartheta_{cdm}(1+\alpha_H^2)\left(A_2^{0\,2}\frac{A_3^0}{A_1^0}\cos(\psi^0) + \frac{2A_2^{0\,2}+A_3^{0\,2}}{2}\right) \tag{2.28}$$

$$\omega_2^i - \omega_2 = \frac{1}{2}G\vartheta_{cdm}(1+\alpha_H^2)\left(A_1^{0\,2} - A_3^{0\,2}\right) \tag{2.29}$$

$$\omega_3^i - \omega_3 = \frac{1}{2}G\vartheta_{cdm}(1+\alpha_H^2)\left(A_2^{0\,2}\frac{A_1^0}{A_3^0}\cos(\psi^0) + \frac{2A_2^{0\,2}+A_1^{0\,2}}{2}\right) \tag{2.30}$$

En rappelant la propriété inhérente au blocage de modes passif ($\omega_2 - \omega_1 = \omega_3 - \omega_2$), il nous est possible de déterminer une relation de stationnarité entre le désaccord des phases relatives ψ^0 et le désaccord de fréquences angulaires initiales $\Delta\omega^i$ défini par $(\omega_2^i - \omega_1^i) - (\omega_3^i - \omega_2^i)$:

$$\Delta\omega^i = \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2}\vartheta_{cdm}\left(\rho_{inj,1} - \rho_{inj,3}\right)\left(\frac{3}{2}\frac{A_3^0 A_1^0}{A_2^{0\,2}} - \cos(\psi^0)\right) \tag{2.31}$$

Cette relation traduit la forte non-linéarité de notre système puisqu'à une valeur donnée du désaccord initial des fréquences de résonance de la cavité correspondent plusieurs situations possibles pour l'amplitude des champs et le désaccord de phase. Cependant, bien que les phases aléatoires des modes optiques ne soient pas des variables stationnaires du fait de la diffusion induite par l'émission spontanée, cette expression nous permet d'affirmer que le mécanisme de verrouillage de modes passif engendre l'existence d'un désaccord des phases relatives ψ^0 stationnaire.

De plus, nous pouvons constater que l'amplitude des variations de $\Delta\omega^i$ est directement dépendante du point de fonctionnement du système à travers la différence de puissance des champs secondaires E_1 et E_3. Lorsque ces deux champs sont d'intensités proches, les variations de $\Delta\omega^i$ sont réduites, quelle que soit la valeur de ψ^0. A contrario, une dissymétrie du spectre optique implique l'existence de désaccord initial élevé des fréquences de résonance de la cavité. Il est à souligner que ceci correspond de près au fonctionnement du laser DBR, dans lequel l'asymétrie du spectre traduit l'importance du décalage initial des fréquences de résonance de la cavité imposée par la dispersion de la longueur effective. Enfin, la valeur du désaccord de phase statique ψ^0 est fortement dépendante du point de fonctionnement du laser puisqu'elle dépend simultanément de l'amplitude de chaque mode, du gain

optique (déterminé par les pertes) et du désaccord initial de fréquences optiques. Par conséquent, ce paramètre crucial pour l'évaluation du contraste (ou taux d'extinction) de la porteuse optique micro-onde générée par le laser DBR n'est pas déterminable directement d'après notre modèle analytique, et sera probablement différent pour chaque laser DBR suivant les caractéristiques propres au réseau de Bragg. Ces conclusions seront mises en évidence dans le chapitre 4 traitant de la caractérisation des lasers DBR autopulsants où nous présenterons des résultats expérimentaux permettant de déterminer les variables de désaccord de phase statique à partir de mesures effectuées à l'analyseur de spectre électrique basées sur l'utilisation de tronçons de fibre dispersive SMF (Single Mode Fiber) de longueurs variables. Cette méthode a été développée, au cours de cette thèse, en collaboration avec le LPN (Laboratoire de Photonique et Nanostructures) dans le cadre du projet national ROTOR.
Par ailleurs, une valeur limite du désaccord des fréquences angulaires initiales pour le blocage de modes passif peut être obtenue à partir de l'équation (2.31) :

$$\mid \Delta\omega^i \mid < \frac{5}{4}\sqrt{1+\alpha_H^2}\vartheta_{cdm} \mid \rho_{inj,1} - \rho_{inj,3} \mid \tag{2.32}$$

Lorsque le désaccord des fréquences angulaires initiales $\Delta\omega^i$ est supérieur à cette valeur limite, le régime de verrouillage de modes passif ne peut plus s'établir. Cette limite de validité est similaire aux bandes d'accrochage définies dans le cas de l'injection externe de fréquence optique et est déterminée par les termes d'injection [16]. Cette relation montre également que le facteur de couplage phase-amplitude induit une augmentation du désaccord maximal autorisé entre fréquences initiales. Par ailleurs, le terme caractéristique du CDM ϑ_{cdm} rappelle l'importance de la durée de vie des porteurs τ_e dans le phénomène de blocage de modes passif. En effet, plus celle-ci sera courte, plus la limite d'accrochage du système sera grande, ce qui permettra d'atteindre des fréquences de battement de plus en plus élevées. La figure 2.3 illustre l'évolution du désaccord maximal des fréquences initiales $\Delta\nu^i$ en fonction du rapport d'injection mutuelle $(\rho_{inj,1}/\rho_{inj,3})^2$, pour différentes valeurs de A_2^2/P_s, avec $\alpha_H = 4$, $G = \tau_p^{-1}$ (2.10^{11}) et $\Omega_{ap}\tau_e = 2,5.10^2$. D'après cette figure, une légère asymétrie du spectre permet d'écraser le désaccord des fréquences initiales, usuellement de quelques centaines de MHz, pour des niveaux de puissance raisonables. Cette figure montre également que l'augmentation de la densité de photons intra-cavité (représentée par le rapport A_2^2/P_s) aboutit à un accroissement rapide de la bande d'accrochage qui devient rapidement supérieure à $1GHz$ quel que soit le rapport des taux d'injection. En conséquence, ceci démontre que l'autopulsation à 40 GHz est acquise facilement dans les lasers DBR, expliquant pourquoi l'autopulsation peut apparaître pour des puissances couplées inférieures au mW dans ce type de composants.

Nous concluons cette section en affirmant que les bandes latérales de modulation générées par

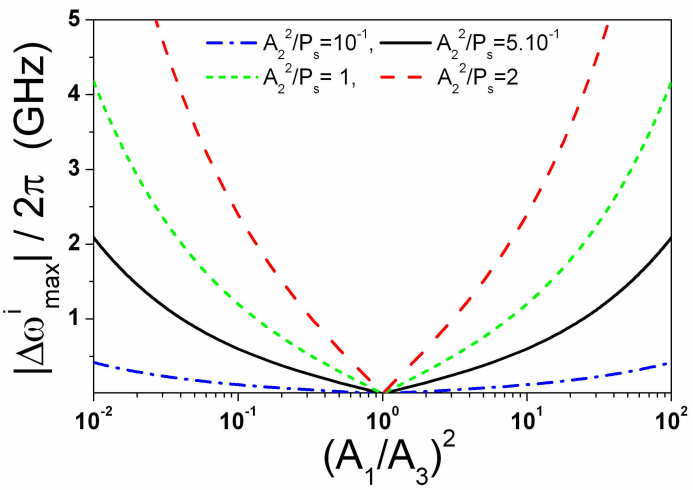


FIG. 2.3 – Evolution du désaccord maximal des fréquences initiales $\Delta\omega^i/2\pi$ en fonction du rapport d'injection mutuelle $(\rho_{inj,1}/\rho_{inj,3})^2$, pour différentes valeurs de A_2^2/P_s.

mélange à quatre ondes exercent une sorte de force de rappel sur les champs optique de la cavité, tendant à faire coïncider les intervalles spectraux entre tous les modes du laser. Ces forces de rappel ne sont équilibrées que lorsque tous les intervalles spectraux intermodaux sont équidistants et égaux à la fréquence angulaire Ω_{ap}. Ceci explique donc pourquoi le laser DBR, dont les modes ne sont pas équidistants en régime linéaire à cause de la dispersion de longueur effective, peut fonctionner dans un régime de modes bloqués en présence de mélange à quatre ondes. D'autre part, le verrouillage par injection optique mutuelle entre les modes conduit à une synchronisation des phases des modes dont la signature expérimentale serait l'observation d'un photocourant de type lorentzien de largeur spectrale différente de celles des modes optiques qui en sont à l'origine. C'est ce que nous allons tenter de mettre en avant à travers l'étude dynamique petit signal du bruit de phase.

2.3 Etude de la corrélation de phase des modes

Avant toute chose, nous souhaitons rappeler qu'au sein d'un laser multimode (à M modes longitudinaux) se produit inévitablement un phénomène de battement de modes conduisant l'intensité optique totale à se traduire sur un photo-détecteur par l'existence d'un photocourant de la forme :

$$I(t) \propto \sum_{k=1}^{M} < |A_k(t)|^2 > + 2 \sum_{k=1}^{M-1} < A_k(t) A_{k+1}(t) \cos(\Omega_{ap} t + \phi_{k+1,k}) >$$

dans laquelle nous avons négligé les harmoniques supérieures pour nous focaliser sur la fréquence fondamentale Ω_{ap}.

La période d'intégration du photodétecteur étant supposée très courte devant la période du cosinus, et les fluctuations d'amplitude étant négligeables à cette fréquence, il apparaît clairement à travers cette expression que les termes de phases relatives $\phi_{k+1,k}$ déterminent la nature du signal détecté. Cette section est donc consacrée à l'étude du bruit de phase associé aux phases relatives en nous appuyant sur le modèle analytique à trois modes précédemment développé autour du mélange à quatre ondes.

L'objectif de cette section étant l'étude des propriétés spectrales des phases relatives, nous nous focalisons sur les expressions des équations d'évolution des phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32} données ci-dessous, obtenues par combinaison linéaire des équations (2.25), (2.26) et (2.27) :

$$\begin{aligned}\frac{d\phi_{21}}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}\left(\Delta G_2 - \Delta G_1\right) + (\omega_2 - \omega_2^i) - (\omega_1 - \omega_1^i) + \frac{1}{2}G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^2}{P_s} + \frac{A_1^2}{P_s} - \frac{A_3^2}{2P_s}\right) \\ &\quad + \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2}G\vartheta_{cdm}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_3}{A_1}\cos(\phi_{21} - \phi_{32} + \arctan\alpha_H) \end{aligned} \tag{2.33}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\phi_{32}}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}\left(\Delta G_3 - \Delta G_2\right) + (\omega_3 - \omega_3^i) - (\omega_2 - \omega_2^i) + \frac{1}{2}G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^2}{P_s} + \frac{A_3^2}{P_s} - \frac{A_1^2}{2P_s}\right) \\ &\quad + \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2}G\vartheta_{cdm}\frac{A_2^2}{P_s}\frac{A_1}{A_3}\cos(\phi_{21} - \phi_{32} + \arctan\alpha_H) \end{aligned} \tag{2.34}$$

avec ΔG_k le gain net associé au mode k.

2.3.1 Modélisation du bruit de phase par l'approche adiabatique

L'existence de transitions spontanées entraine l'existence de petites fluctuations des variables d'amplitude et de phase, ainsi que des porteurs de charge, autour de leurs valeurs statiques. Ces petites fluctuations peuvent s'interpréter comme des bruits d'amplitude et de phase, et sont responsables entre autre de l'élargissement spectral des champs observés autour de leur fréquence centrale. L'étude de ces bruits d'amplitude et de phase, permettant de caractériser le spectre du signal étudié, peut se faire à l'aide d'une linéarisation de nos équations d'évolution. Cependant, la linéarisation complète du système donnant cours à des calculs fastidieux ne permettant pas d'obtenir un résultat analytique sous forme simplifiée des différents bruits de phase, nous placerons notre étude dans le cadre de l'approximation adiabatique détaillée ci-dessous.
L'étude complète du bruit de phase est relativement complexe puisqu'elle nécessite de prendre en compte l'influence de la dynamique de la population des porteurs (oscillations de relaxation) sur les variations du gain et de l'indice de réfraction. Pour contourner ces difficultés, nous avons recours à l'approche adiabatique qui consiste à renoncer à la prise en compte de la dynamique photons-porteurs. Ainsi, nous considérerons que toute modification de la population des porteurs est instantanée, et partant que le gain et l'indice de réfraction sont des fonctions instantanées de la population

des porteurs. Ceci implique donc que le mécanisme de saturation du gain compense instantanément les pertes lors du couplage d'un photon spontané à un mode optique, induisant une fluctuation supplémentaire instantanée de la phase. Certes, cette approche ne prenant pas en compte l'existence des oscillations de relaxation, elle ne permet de décrire que les composantes spectrales du bruit de phase comprises dans un intervalle de fréquence équivalent à l'inverse du temps d'amortissement des oscillations de relaxation, autour de la fréquence d'analyse [2, 17]. Néanmoins, le temps d'amortissement étant de l'ordre de la nanoseconde, cette approche nous permet l'étude d'une gamme de fréquence suffisante, de l'ordre du GHz, pour décrire l'élargissement spectral engendré par le bruit de phase, qui n'excède pas la centaine de MHz.

2.3.2 Linéarisation des équations d'évolution des phases relatives

L'étude du bruit de phase consiste à effectuer une analyse dynamique en régime petit signal du système d'équations d'évolution, afin de déterminer une expression analytique temporelle des fluctuations des phases relatives. Cependant, les fluctuations de ces phases n'étant pas un processus déterministe, l'étude de leurs propriétés spectrales ne peut se faire directement par transformation de Fourier. En revanche, d'après le paragraphe 2.2.4, nous pouvons décrire chaque phase relative comme une phase stationnaire à laquelle vient s'ajouter des fluctuations de phase. Ceci nous permet de décrire ces phases relatives comme des processus ergodiques stationnaires d'ordre 2 dont nous pouvons tirer des informations déterministes caractéristiques des évolutions du signal puisque cette propriété autorise l'étude de deux quantités déterministes que sont la fonction d'autocorrélation et la densité spectrale de puissance.
Nous devons maintenant inclure dans notre système d'équations d'évolution les mécanismes responsables de la génération du bruit, tant sur l'amplitude que sur la phase. Ces mécanismes sont traditionnellement représentés sous la forme de forces de Langevin traduisant le couplage à un mode d'une certaine quantité de photons spontanés par seconde. Les fluctuations représentées par ces forces étant différentes pour l'amplitude et pour la phase, ces grandeurs sont usuellement notées F_A et F_ϕ. Leurs moyennes temporelles sont $< F_A >= 2AR_{sp}$ et $< F_\phi >= 0$. La moyenne non nulle de F_A exprime simplement le fait que la contribution de l'émission spontanée à la population des photons, souvent considérée comme négligeable, n'est pas rigoureusement nulle. Par contre, les fluctuations de phase introduites par les photons spontanés étant uniformément réparties sur l'intervalle $[-\pi; \pi]$, leur moyenne d'ensemble est nulle. Ensuite, l'approche adiabatique implique que les fluctuations de la population de photons soient négligeables si l'on suppose le mécanisme de saturation du gain comme instantané. La linéarisation des équations d'évolution s'obtient alors en décrivant chaque variable de notre système comme une variable stationnaire à laquelle s'ajoute un terme de fluctuation. Compte tenu des remarques développées précédemment, nous adopterons les notations suivantes : A_k^0 pour l'amplitude du mode k, $\delta\phi_{2,1}$ et $\delta\phi_{3,2}$ pour les fluctuations des phases relatives. Pour alléger l'écriture, nous noterons ψ^0 le désaccord statique des phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32}. De plus, nous noterons δG_k pour décrire les fluctuations du gain, relatives à la saturation du gain. La

linéarisation des équations d'évolution des phases relatives, obtenue à partir des équations (2.33) et (2.34) auxquelles sont ajoutées les forces de Langevin, conduit aux relations suivantes :

$$\begin{aligned}\frac{d\delta\phi_{21}}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}\left(\delta G_2 - \delta G_1\right) - \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2} G\vartheta_{cdm} \frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_3^0}{A_1^0}\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32}) \\ &+ \frac{1}{2}\delta G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^{0\,2}}{P_s} + \frac{A_1^{0\,2}}{P_s} - \frac{A_3^{0\,2}}{2P_s} + \sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_3^0}{A_1^0}\cos(\psi^0+\psi_\alpha)\right) + F_{\phi_2} - F_{\phi_1} \qquad (2.35)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\delta\phi_{32}}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}\left(\delta G_3 - \delta G_2\right) - \frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2} G\vartheta_{cdm} \frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_1^0}{A_3^0}\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32}) \\ &+ \frac{1}{2}\delta G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^{0\,2}}{P_s} + \frac{A_3^{0\,2}}{P_s} - \frac{A_1^{0\,2}}{2P_s} + \sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_1^0}{A_3^0}\cos(\psi^0+\psi_\alpha)\right) + F_{\phi_3} - F_{\phi_2} \qquad (2.36)\end{aligned}$$

où nous avons posé $\psi_\alpha = \arctan \alpha_H$ pour allèger l'écriture.

2.3.3 Discussion sur les fluctuations du gain dans les lasers multimodes

Outre l'émission spontanée directement couplée aux modes, les équations (2.35) et (2.36) montrent que deux autres phénomènes contribuent également aux fluctuations des phases relatives : le gain linéaire à travers les fluctuations de la distribution de la densité de porteurs, et le mélange à quatre ondes par la mise en relation des phases des différents modes. Cependant, nous pouvons considérer ici que la saturation du gain par le mode dominant implique que les modes, sur une plage de quelques nanomètres, expérimentent le même gain linéaire dans un milieu homogène, et partant, les mêmes fluctuations du gain. En effet, dans un laser monomode à semi-conducteur, le couplage d'un photon spontané à un champ laser induit simultanément une fluctuation de l'amplitude du champ et une fluctuation de sa phase. Contrairement à la phase, la variation d'amplitude du champ tend à être compensée par le mécanisme de saturation du gain qui conduit au rétablissement de l'amplitude initiale du champ. Mais, via le facteur de couplage phase-amplitude, la variation du gain induit une fluctuation supplémentaire de la phase du champ. Nous pouvons supposer que, dans un laser DBR multimode, le mécanisme de saturation du gain est assuré uniquement par le mode dominant de la cavité. Partant, à l'exception du mode dominant, les variations d'amplitude des champs laser ne seront pas compensées. En revanche, le mécanisme de saturation du gain impose que le couplage d'un photon spontané au champ du mode dominant soit suivie d'une variation du gain. Le milieu étant supposé homogène, tous les modes de la cavité voient le même gain linéaire, si bien qu'ils expérimentent tous les mêmes fluctuations de gain issues de la saturation par le mode dominant. En ce sens, nous pouvons supposer que la contribution du gain linéaire aux fluctuations des phases relatives s'évanouit. Il vient alors :

$$\begin{aligned}\frac{d\delta\phi_{21}}{dt} &= -\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2} G\vartheta_{cdm} \frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_3^0}{A_1^0}\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32}) \\ &+ \frac{1}{2}\delta G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^{0\,2}}{P_s} + \frac{A_1^{0\,2}}{P_s} - \frac{A_3^{0\,2}}{2P_s} + \sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_3^0}{A_1^0}\cos(\psi^0+\psi_\alpha)\right) + F_{\phi_2} - F_{\phi_1} \qquad (2.37)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\delta\phi_{32}}{dt} &= -\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{2}G\vartheta_{cdm}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_1^0}{A_3^0}\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32}) \\ &\quad +\frac{1}{2}\delta G\vartheta_{cdm}\left(\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}+\frac{A_3^{0\,2}}{P_s}-\frac{A_1^{0\,2}}{2P_s}+\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_1^0}{A_3^0}\cos(\psi^0+\psi_\alpha)\right)+F_{\phi_3}-F_{\phi_2} \qquad (2.38)\end{aligned}$$

2.3.4 Discussion qualitative sur la corrélation de phase

Les équations d'évolution linéarisées des phases relatives font ainsi apparaître l'influence du mélange à quatre ondes sur l'évolution petit signal de ces grandeurs. Nous pouvons distinguer deux termes différents provenant du mélange à quatre ondes : l'un traduisant le couplage des fluctuations de phase $\delta\phi$, et l'autre traduisant les fluctuations de la force des effets non linéaires à travers les perturbations du gain δG. La prise en compte de ces deux termes rend cependant très compliquée la poursuite des calculs analytiques visant à obtenir une expression simplifiée des densités spectrales de puissance de bruit des phases relatives. Par conséquent, bien que ces deux termes soient d'amplitudes comparables, nous choisissons de négliger les perturbations du gain δG devant celles des phases $\delta\phi$ car nous présumons que l'influence de ces dernières est plus pertinente dans l'établissement de la corrélation de phase. A partir de cette hypothèse, il est clair que le développement des calculs à venir n'a plus de valeur quantitative, mais peut permettre une compréhension qualitative plus approfondie des choses.
Après simplification des équations (2.37) et (2.38), les équations linéarisées traduisant les fluctuations des phases relatives s'obtiennent alors simplement comme suit :

$$\frac{d\delta\phi_{21}}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_1\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32})+F_{\phi_2}-F_{\phi_1} \qquad (2.39)$$

$$\frac{d\delta\phi_{32}}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_3\sin(\psi^0+\psi_\alpha)\cdot(\delta\phi_{21}-\delta\phi_{32})+F_{\phi_3}-F_{\phi_2} \qquad (2.40)$$

avec $\rho_{1,3} = \sqrt{1+\alpha_H^2}G\vartheta_{cdm}\frac{A_2^{0\,2}}{P_s}\frac{A_{3,1}^0}{A_{1,3}^0}$. Ces équations nous montrent ainsi que les fluctuations des phases relatives sont fortement liées entre elles. Outre leurs dépendances directes à l'émission spontanée, représentées par les forces de Langevin, elles sont mutuellement asujetties à leurs propres variations par l'intermédiaire du mélange à quatre ondes.
Le théorème de Wiener-Kintchine nous indique ensuite que la densité spectrale de puissance du bruit de phase associé au processus X, que nous noterons S_X par souci de simplicité, est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation définie par $\Gamma_X(\tau) =< \delta X(t)\star\delta X^*(-t) >$, où $\star$ désigne le produit de convolution. En utilisant les propriétés de la transformation de Fourier et en notant $\widetilde{\delta X}(\Omega)$ la transformée de Fourier de $\delta X(t)$, nous obtenons une expression de la densité spectrale de puissance dans le domaine de Fourier :

$$S_X(\Omega) =< \widetilde{\delta X}(\Omega)\cdot\widetilde{\delta X}^*(\Omega) > \qquad (2.41)$$

Afin d'obtenir une expression de la densité spectrale de puissance du bruit de phase des phases relatives, à partir des équations (2.37) et (2.38), nous allons donc placer nos équations d'évolution dans le domaine de Fourier. Après transformation de Fourier à la fréquence angulaire d'analyse Ω' telle que $\Omega' = \Omega - \Omega_{ap}$, nous obtenons les expressions suivantes des bruits de phase associés aux phases relatives :

$$(j\Omega' + \beta_1)\delta\widetilde{\phi_{21}}(\Omega') = \left(\widetilde{F}_{\phi_2} - \widetilde{F}_{\phi_1}\right) + \beta_1\delta\widetilde{\phi_{32}} \tag{2.42}$$

$$(j\Omega' - \beta_3)\delta\widetilde{\phi_{32}}(\Omega') = \left(\widetilde{F}_{\phi_3} - \widetilde{F}_{\phi_2}\right) - \beta_3\delta\widetilde{\phi_{21}} \tag{2.43}$$

dans lesquelles nous avons posé : $\beta_k = \frac{\rho_k}{2}\sin(\psi^0 + \psi_\alpha)$.
Nous constatons dés à présent que les variables de perturbations des phases relatives sont liées entre elles par les termes issus du mélange à quatre ondes. Ceci indique que, contrairement au cas d'étude purement linéaire, les fluctuations de phases relatives ne sont plus uniquement régies par l'émission spontanée couplée au mode. En introduisant maintenant (2.43) dans (2.42), nous pouvons obtenir une expression de $\delta\widetilde{\phi_{21}}$ en fonction des forces de langevin pondérées par le mélange à quatre ondes, valable pour $A_1 \neq A_3$:

$$j\Omega'\delta\widetilde{\phi_{21}}(\Omega') = \frac{1}{j\Omega' + (\beta_1 - \beta_3)}\left((j\Omega' - (\beta_1 + \beta_3))\widetilde{F}_{\phi_2} - (j\Omega' - \beta_3)\widetilde{F}_{\phi_1} + \beta_1\widetilde{F}_{\phi_3}\right) \tag{2.44}$$

En utilisant le théorème de Wiener-Kintchine, et en rappelant que les densités spectrales de puissance de bruit de phase S_ϕ et de fréquence $S_{\dot{\phi}}$ sont reliées par : $S_{\dot{\phi}} = \Omega'^2 \cdot S_\phi$, nous sommes en mesure d'exprimer la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence associée à la phase relative ϕ_{21} par :

$$S_{\dot{\phi_{21}}}(\Omega') = \frac{\left(\Omega'^2 + (\beta_1 + \beta_3)^2\right) \cdot < \widetilde{F}_{\phi_2} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_2} > + \left(\Omega'^2 + \beta_3^2\right) \cdot < \widetilde{F}_{\phi_1} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_1} > + \beta_1^2 \cdot < \widetilde{F}_{\phi_3} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_3} >}{\Omega'^2 + (\beta_1 - \beta_3)^2} \tag{2.45}$$

Une expression semblable est ensuite obtenue pour $S_{\dot{\phi_{32}}}$ en ré-injectant (2.44) dans (2.43), et en utilisant à nouveau le théorème de Wiener-Kintchine :

$$S_{\dot{\phi_{32}}}(\Omega') = \frac{\left(\Omega'^2 + (\beta_1 + \beta_3)^2\right) \cdot < \widetilde{F}_{\phi_2} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_2} > + \beta_3^2 \cdot < \widetilde{F}_{\phi_1} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_1} > + \left(\Omega'^2 + \beta_1^2\right) \cdot < \widetilde{F}_{\phi_3} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_3} >}{\Omega'^2 + (\beta_1 - \beta_3)^2} \tag{2.46}$$

Ces deux expressions, obtenues dans le cadre de l'approche adiabatique, démontrent qualitativement l'existence d'une corrélation des phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32}. Essentiellement, nous voyons apparaître en quelque sorte, à basse fréquence, une contribution croisée des bruits de phase des modes voisins, qui ne sont qu'une simple répercussion des bandes latérales de modulation créées par le mélange à quatre ondes. En outre, les équations (2.45) et (2.46) nous donnent quelques informations quant au comportement aux limites des DSP de bruits de fréquence associés aux phases relatives. Ainsi, pour des fréquences angulaires Ω très éloignées de Ω_{ap}, celles-ci tendent vers la somme des DSP de bruits

de fréquence des modes (décorrélés) en l'absence de mélange à quatre ondes. A contrario, et c'est là le plus intéressant, pour des fréquences angulaires Ω très proches de Ω_{ap}, la contribution des DSP propres aux modes s'évanouit et $S_{\dot{\phi}_{21}}$ converge vers $S_{\dot{\phi}_{32}}$:

$$S_{\dot{\phi}_{21}}(\Omega') \overset{\Omega' \to 0}{\sim} S_{\dot{\phi}_{32}}(\Omega') \overset{\Omega' \to 0}{\sim} \left(\frac{A_1^{0\,2} + A_3^{0\,2}}{A_1^{0\,2} - A_3^{0\,2}}\right)^2 \cdot < \widetilde{F}_{\phi_2} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_2} > + \left(\frac{A_1^{0\,2}}{A_1^{0\,2} - A_3^{0\,2}}\right)^2 \cdot < \widetilde{F}_{\phi_1} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_1} > + \left(\frac{A_3^{0\,2}}{A_1^{0\,2} - A_3^{0\,2}}\right)^2 \cdot < \widetilde{F}_{\phi_3} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_3} > \tag{2.47}$$

Cette relation semble montrer que les bruits de fréquence associés aux phases relatives sont une combinaison linéaire de la contribution des forces de Langevin appliquées aux phases des modes, dont les coefficients sont déterminés par le mélange à quatre ondes. Nous pouvons d'ailleurs noter que les coefficients obtenus dans notre étude à trois modes sont défavorables à la réduction de largeur spectrale du signal autopulsant puisqu'ils sont supérieurs à 1. Néanmoins, nous pouvons supposer que ce résultat est propre au mélange dégénéré à quatre ondes ne prenant en compte que trois modes, et que pour un nombre de modes plus élevé, les coefficients peuvent être plus petits que 1. Malheureusement, comme le suggère l'annexe B, la complexité du calcul ne nous a pas permis de vérifier cette suggestion. Par ailleurs, la seule contribution des forces de Langevin appliquées aux phases des modes indiquent que les DSP ne dépendent plus que des fluctuations de phase directement induites par le couplage d'un photon spontané. En effet, contrairement aux modes lasers, les fluctuations de phase communes, induites par la saturation du gain par le mode dominant via le couplage phase-amplitude, s'annulent par le mécanisme de battement, impliquant que les bruits de fréquence des phases relatives sont uniquement sensibles à l'émission spontanée directement couplée aux modes. L'illustration de cette dernière remarque, déjà évoquée par Brox [21], peut être faite par extrapolation de la relation (2.47) en considérant par exemple que $A_3^0 \ll A_1^0$:

$$S_{\dot{\phi}_{21}}(\Omega') \overset{\Omega' \to 0}{\sim} < \widetilde{F}_{\phi_2} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_2} > + < \widetilde{F}_{\phi_1} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_1} > \tag{2.48}$$

Cette expression illustre le résultat dans le cas où le mélange à quatre ondes est négligeable. Néanmoins ce résultat suggère que, la largeur spectrale des modes optiques étant fonction du facteur $(1 + {\alpha_H}^2)$, celle-ci soit supérieure de l'ordre de ce facteur à la largeur spectrale du signal généré par blocage de modes passif.

Certes, ces résultats sont valables dans le cadre de l'approche adiabatique, qui ne décrit pas avec exactitude la réalité de la pratique. Cependant, dans le souci de vérifier la véracité de ces résultats, nous allons procéder dans les chapitres suivants à une analyse numérique du système complet grâce à laquelle nous pourrons évaluer graphiquement les densités spectrales de puissance du bruit de fréquence associés aux phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32}, afin de comparer les résultats avec

celui souligné par la relation (2.47). D'autre part, cette approche nous a permis de démontrer que le mélange à quatre ondes (par effets interbandes) permet l'existence d'une injection intermodale par création de bandes latérales de modulation, et ce faisant, autorise la corrélation des phases à travers la synchronisation mutuelle des champs. Aussi, nous verrons dans les prochains chapitres que ce phénomène de corrélation des phases engendre la génération d'un signal micro-onde autopulsant détectable et identifiable à l'aide d'une photodiode.

2.4 Calcul numérique du bruit de fréquence des phases relatives

2.4.1 Ecriture matricielle

Le système d'équations couplées non linéaires (composé des équations (2.12), (2.13) et (2.14) page 19 pour les amplitudes, (2.33) et (2.34) page 26 pour les phases relatives, et (A.9) page 148 pour les porteurs de charge), obtenu après linéarisation et transformation de Fourier de la variable $\Omega' = \Omega - \Omega_{ap}$, peut être décrit sous forme matricielle de la manière suivante :

$$j\Omega' \cdot \begin{pmatrix} \delta\widetilde{A}_1 \\ \delta\widetilde{A}_2 \\ \delta\widetilde{A}_3 \\ \delta\widetilde{\phi}_{21} \\ \delta\widetilde{\phi}_{32} \\ \delta\widetilde{N}_0 \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} \delta\widetilde{A}_1 \\ \delta\widetilde{A}_2 \\ \delta\widetilde{A}_3 \\ \delta\widetilde{\phi}_{21} \\ \delta\widetilde{\phi}_{32} \\ \delta\widetilde{N}_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \widetilde{F}_{A_1} \\ \widetilde{F}_{A_2} \\ \widetilde{F}_{A_3} \\ \widetilde{F}_{\phi_{21}} \\ \widetilde{F}_{\phi_{32}} \\ \widetilde{F}_N \end{pmatrix} \tag{2.49a}$$

avec M une matrice carrée d'ordre 6.
En notant N la matrice désignée par $(j\Omega' I - M)$, pour toute valeur de Ω' vérifiant $det(N) \neq 0$, il nous est possible d'écrire :

$$\begin{pmatrix} \delta\widetilde{A}_1 \\ \delta\widetilde{A}_2 \\ \delta\widetilde{A}_3 \\ \delta\widetilde{\phi}_{21} \\ \delta\widetilde{\phi}_{32} \\ \delta\widetilde{N}_0 \end{pmatrix} = Q \cdot \begin{pmatrix} \widetilde{F}_{A_1} \\ \widetilde{F}_{A_2} \\ \widetilde{F}_{A_3} \\ \widetilde{F}_{\phi_{21}} \\ \widetilde{F}_{\phi_{32}} \\ \widetilde{F}_N \end{pmatrix} \tag{2.50a}$$

avec

$$Q = N^{-1} = \left(q_{i,j}\right)_{[i,j]\epsilon[1,6]^2} = \left(\frac{1}{detN}{}^t((-1)^{i+j}\triangle_{i,j})\right)_{[i,j]\epsilon[1,6]^2} \tag{2.50b}$$

où $(-1)^{i+j}\triangle_{i,j}$ représente le cofacteur de l'élément $n_{i,j}$ de N. Les coefficients $q_{i,j}$ sont ici complexes

et fonction de Ω'. Avec ces notations, il est maintenant possible d'écrire la relation entre le bruit de phase de ϕ_{21} et les différentes forces de Langevin dans l'espace de Fourrier comme suit :

$$\delta\widetilde{\phi}_{21} = q_{4,1}\widetilde{F}_{A_1} + q_{4,2}\widetilde{F}_{A_2} + q_{4,3}\widetilde{F}_{A_3} + q_{4,4}\widetilde{F}_{\phi_{21}} + q_{4,5}\widetilde{F}_{\phi_{32}} + q_{4,6}\widetilde{F}_N \tag{2.51}$$

2.4.2 Densité spectrale de puissance du bruit de fréquence

La densité spectrale de puissance d'un signal est formellement définie comme la moyenne du module au carré de sa tranformée de Fourier. Appliquée au bruit de phase $\delta\phi_{21}$, cette définition nous donne permet d'exprimer la DSP de bruit de phase associé ϕ_{21} par :

$$\begin{aligned} S_{\phi_{21}}(\Omega') &= < (q_{4,1}\widetilde{F}_{A_1} + q_{4,2}\widetilde{F}_{A_2} + q_{4,3}\widetilde{F}_{A_3} + q_{4,4}\widetilde{F}_{\phi_{21}} + q_{4,5}\widetilde{F}_{\phi_{32}} + q_{4,6}\widetilde{F}_N) \\ &\quad \times (q_{4,1}\widetilde{F}_{A_1} + q_{4,2}\widetilde{F}_{A_2} + q_{4,3}\widetilde{F}_{A_3} + q_{4,4}\widetilde{F}_{\phi_{21}} + q_{4,5}\widetilde{F}_{\phi_{32}} + q_{4,6}\widetilde{F}_N)^* > \end{aligned} \tag{2.52}$$

Ensuite, les processus aléatoires $F_{A_1}(t), F_{A_2}(t), F_{A_3}(t), F_{\phi_{21}}(t), F_{\phi_{32}}(t)$ et $F_N(t)$ étant décorrélés, cette expression devient :

$$\begin{aligned} S_{\phi_{21}}(\Omega') &= |q_{4,1}|^2 < \widetilde{F}_{A_1} \cdot \widetilde{F}^*_{A_1} > + |q_{4,2}|^2 < \widetilde{F}_{A_2} \cdot \widetilde{F}^*_{A_2} > + |q_{4,3}|^2 < \widetilde{F}_{A_3} \cdot \widetilde{F}^*_{A_3} > \\ &+ |q_{4,4}|^2 < \widetilde{F}_{\phi_{21}} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_{21}} > + |q_{4,5}|^2 < \widetilde{F}_{\phi_{32}} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_{32}} > + |q_{4,6}|^2 < \widetilde{F}_N \cdot \widetilde{F}^*_N > \end{aligned} \tag{2.53}$$

pour laquelle les DSP associées aux forces de Langevin s'écrivent :

$$< \widetilde{F}_{A_i} \cdot \widetilde{F}^*_{A_i} > = \frac{R_{sp}}{2}, \; < \widetilde{F}_N \cdot \widetilde{F}^*_N > = \frac{I}{e} \tag{2.54a}$$

et

$$< \widetilde{F}_{\phi_{ij}} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_{ij}} > = < \widetilde{F}_{\phi_i} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_i} > + < \widetilde{F}_{\phi_j} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_j} > \tag{2.54b}$$

avec

$$< \widetilde{F}_{\phi_k} \cdot \widetilde{F}^*_{\phi_k} > = \frac{R_{sp}}{2A_k^{0\,2}} \tag{2.54c}$$

et R_{sp} désignant le taux d'émission spontanée.

De plus, compte tenu de la relation $S_{\dot{\phi}} = \Omega'^2 S_\phi$, nous pouvons obtenir aisément la DSP de bruit de fréquence associé à la phase relative ϕ_{21}. Cette démarche est bien évidemment reproductible pour ϕ_{32}.

2.4.3 Résultats numériques

A partir des valeurs numériques des différents paramètres caractéristiques du matériau et de la structure du laser qui sont consignées dans le tableau 2.1, nous avons implémenté la méthode de résolution exposée aux paragraphes précédents à l'aide du logiciel Matlab.

Paramètre	Symbole	Valeur numérique	Unité
section du guide	$w.d$	$0,35.10^{-12}$	m^2
longueur du guide	L	1.10^{-3}	m
facteur de confinement	Γ	0.7	
facteur de Henry	α_H	4	
célérité du vide	c	3.10^8	$m.s^{-1}$
indice de groupe	n_g	3.8	
durée de vie des porteurs	τ_e	2.10^{-9}	s
taux d'émission spontané	R_{sp}	10^{12}	s^{-1}
porteurs à la transparence	n_{tr}	1.10^{24}	m^{-3}
gain différentiel	g_d	$3,2.10^{-20}$	m^2
pertes internes	α_{int}	20	cm^{-1}
fréquence d'autopulsation	Ω_{ap}	40	GHz

TAB. 2.1: Paramètres caractéristiques du matériau et de la structure du laser.

L'obtention des densités spectrales de puissance nécessite au préalable la résolution des équations d'évolution à l'état stationnaire. Pour ce faire, nous avons développé sous Matlab un programme de résolution des équations couplées à neuf modes, basé sur la méthode de résolution numérique Runge-Kutta (d'ordre 4), dont le but est de fournir les valeurs stationnaires pour les amplitudes, les phases et le nombre de porteurs. Cet algorithme nous permet d'établir un régime stationnaire comprenant trois modes principaux. A partir de ce point de fonctionnement, nous utilisons la méthode décrite précédemment pour obtenir les valeurs des densités spectrales de puissance de bruits de fréquence étudiées. Les résultats de ces simulations sont présentés à travers les figures 2.4 et 2.5 pour lesquelles nous avons considéré un courant d'injection I tel que $I = 8I_{seuil}$. Ces figures présentent respectivement les densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées à ϕ_{21} et ϕ_{32}, avec ou sans mélange à quatre ondes. La première observation pouvant être faite à partir de ces figures est que les densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases relatives convergent vers la même valeur à basse fréquence. Inversement, à haute fréquence, elles convergent respectivement vers la somme des densités spectrales de puissance des bruits de fréquence des modes optiques responsables du battement. Ces deux résultats confirment les comportements qualitativement prédits à haute et basse fréquences par les expressions analytiques (2.45) et (2.46). De plus, on observe sur la figure 2.5 une réduction à basse fréquence des bruits de fréquence associées à ϕ_{21} et ϕ_{32} en comparaison avec ceux des modes optiques. Par conséquent, l'ensemble de ces résultats

démontre, grâce à l'introduction du mélange à quatre ondes, l'existence d'une corrélation de phase dans le laser DBR à semi-conducteurs puisque les densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases relatives vérifient la relation $S_{\dot{\phi}_{jk}}(\Omega') < S_{\dot{\phi}_j}(\Omega') + S_{\dot{\phi}_k}(\Omega')$.

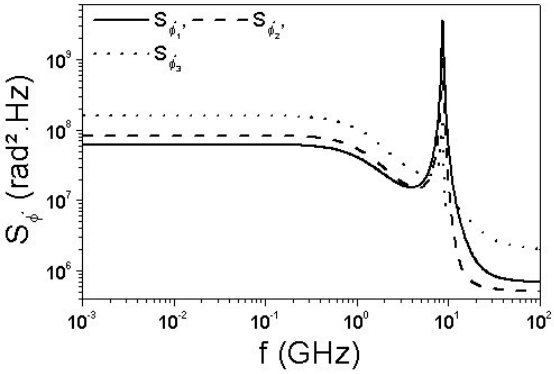


FIG. 2.4 – Densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases des modes optiques

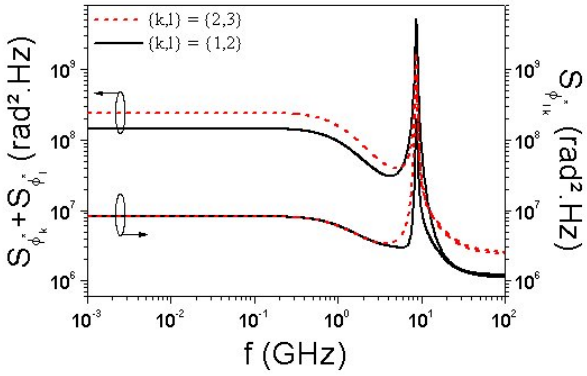


FIG. 2.5 – Comparaison des densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases relatives avec la somme des DSP de bruits de fréquence associées aux phases des modes optiques

En conclusion, ces résultats de simulation sont en accord avec les résultats qualitatifs obtenus analytiquement en régime petit signal, dans le cadre de l'approche adiabatique. Ce chapitre nous a donc permis de démontrer à la fois qualitativement et quantitativement l'existence d'une corrélation de phase dans les lasers DBR à semi-conducteurs. Celle-ci est due au mécanisme de mélange à quatre ondes dont la propriété est d'être sensible à la phase des champs optiques, permettant ainsi une synchronisation mutuelle en phase de ceux-ci.

2.5 Analyse spectrale du photocourant

Dans cette section, nous nous intéressons à la détection d'un signal autopulsant par un analyseur de spectre électrique précédé d'une photodiode rapide. Deux types de signaux autopulsants peuvent être obtenus : l'un provient d'un battement de modes sur le détecteur, tandis que l'autre est directement dû à la nature autopulsante du signal reçu. Par conséquent, afin de faire une discrimination entre ces deux types d'autopulsation, nous allons chercher à établir l'expression de la densité spectrale de puissance du photocourant détecté par la photodiode, ce qui nous permettra de mettre en évidence les différences observées sur un analyseur de spectre entre un signal réellement autopulsant et une pulsation par battements sur le photodétecteur.

Pour un photodétecteur d'efficacité quantique η, éclairé en régime non saturé par un champ optique normalisé E(t) (tel que son module au carré représente une puissance optique) de fréquence moyenne ν, la moyenne temporelle du photocourant détecté est donnée par :

$$< I(t) >= \frac{e\eta}{h\nu} <\mid E(t) \mid^2> \tag{2.55}$$

où e est la charge de l'électron et h la constante de Planck. Le moyennage temporel est représenté par '<>'.

La mesure effectuée par un analyseur de spectre électrique est une reconstruction par technique hétérodyne de la densité spectrale de puissance du photocourant. Or, la description du photocourant faisant intervenir des variables de phase aléatoires, l'expression de sa DSP est décrite mathématiquement par la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation. Celle-ci, notée $R_I(\tau)$, est alors donnée par [18] :

$$\begin{aligned} R_I(\tau) &= < I(t).I(t+\tau) > \\ &= \frac{R^2}{\eta} <\mid E(t) \mid^2 . \mid E(t+\tau) \mid^2> \end{aligned} \tag{2.56}$$

avec $R = \frac{e\eta}{h\nu}$ désignant la sensibilité du détecteur.

Le théorème de Wiener-Khintchine permet en effet d'écrire la DSP $S_I(\Omega)$ du photocourant $I(t)$ mesurée par l'analyseur de spectre électrique comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation :

$$S_I(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_I(\tau) \cdot e^{-j\Omega\tau} d\tau \tag{2.57}$$

Nous allons donc tenter d'établir la fonction d'autocorrélation du photocourant afin d'obtenir l'expression de sa DSP pour un laser DBR à semi-conducteurs émettant un champ d'intensité optique instantanée :

$$\begin{aligned} \mid E(t) \mid^2 &= P_T + \sum_{i=1}^{2} Re\{A_{i+1}(t)A_i(t) \cdot e^{j(\Omega_{sp}t+\phi_{i+1}(t)-\phi_i(t))}\} \\ &\quad +Re\{A_3(t)A_1(t) \cdot e^{j(2\Omega_{sp}t+\phi_3(t)-\phi_1(t))}\} \end{aligned} \tag{2.58}$$

avec $P_T = \sum_{i=1}^{3} A_i^2$.

2.5.1 Expression de la fonction d'autocorrélation

Dans la pratique, nous utilisons des photodiodes dont la bande passante est comprise entre Ω_{sp} et $2\Omega_{sp}$ ce qui implique le filtrage de la première harmonique à $2\Omega_{sp}$. De plus, compte tenu des mécanismes de saturation du gain des lasers à semi-conducteurs, les fluctuations d'amplitude du champ $E(t)$, induites par les transitions spontanées, ont une puissance très inférieure aux fluctuations de phase, c'est pourquoi nous nous plaçons dans le cadre d'un pur bruit de phase (c'est-à-dire $A_i(t) \sim A_i(t+\tau)$ sur le temps d'intégration du détecteur). Sous cette hypothèse, la moyenne temporelle de l'intensité optique du champ est donnée par :

$$<\mid E(t) \mid^2>=< P_T + Re\{A_2 A_1 \cdot e^{j(\Omega_{sp} t + \phi_{21}(t))}\} + Re\{A_2 A_3 \cdot e^{j(\Omega_{sp} t + \phi_{32}(t))}\} > \tag{2.59}$$

A partir de cette expression, et en introduisant la notation $\Delta\phi_{ij}(t,\tau) = \phi_{ij}(t+\tau) - \phi_{ij}(t)$ désignant la gigue de phase associée aux phases relatives, il nous est possible de déterminer la fonction d'autocorrélation du photocourant dont l'expression est proportionnelle, d'après 2.56, à la fonction d'autocorrélation de l'intensité optique décrite ci-dessous :

$$\begin{aligned} R_{|E|^2}(\tau) = P_T^2 + < Re\{\frac{1}{2} A_2^2 A_1^2 \cdot e^{j(\Omega_{sp}\tau + \Delta\phi_{21}(t,\tau))}\} + Re\{\frac{1}{2} A_3^2 A_2^2 \cdot e^{j(\Omega_{sp}\tau + \phi_{32}(t,\tau))}\} \\ + Re\{\frac{1}{2} A_2^2 A_1 A_3 \Big(e^{j(\Omega_{sp}\tau + \phi_3(t+\tau) - \phi_2(t+\tau) + \phi_1(t) - \phi_2(t))} + e^{j(\Omega_{sp}\tau + \phi_2(t+\tau) - \phi_1(t+\tau) + \phi_2(t) - \phi_3(t))} \Big)\} > \end{aligned} \tag{2.60}$$

dans laquelle nous avons éliminé les termes en $e^{j(\Omega_{sp} t + \ldots)}$ dont la moyenne est nulle, puisque leur période est très inférieure au temps d'intégration du détecteur.
En rappelant la notation $\psi(t) = (\phi_3(t) - \phi_2(t)) - (\phi_2(t) - \phi_1(t))$, la fonction d'autocorrélation du photocourant peut alors se décliner sous la forme suivante, à un facteur multiplicatif près :

$$\begin{aligned} R_I(\tau) \quad \propto \quad & P_T^2 + Re\{\frac{1}{2} A_2^2 A_1^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau} < e^{j\Delta\phi_{21}(t,\tau))} >\} + Re\{\frac{1}{2} A_2^2 A_3^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau} < e^{j\Delta\phi_{32}(t,\tau))} >\} \\ & + Re\{\frac{1}{2} A_2^2 A_1 A_3 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau} \Big(< e^{j(\Delta\phi_{32}(t,\tau) - \psi(t))} > + < e^{j(\Delta\phi_{21}(t,\tau) + \psi(t))} > \Big)\} \end{aligned} \tag{2.61}$$

La fonction d'autocorrélation s'exprime donc en fonction de la gigue de phase des différentes phases relatives des battements de modes, et du désaccord des phases relatives ψ. Deux cas peuvent alors se présenter : soit les modes optiques constituant le battement sont totalement décorrélés, auquel cas le désaccord des phases relatives ψ est une variable aléatoire (émission spontanée), soit ils sont partiellement corrélés par le processus de verrouillage de mode passif, auquel cas les phases relatives sont stationnaires, et partant, le désaccord des phases relatives ψ également. Par conséquent, deux cas d'études se présentent à nous et nous allons les traiter distinctement dans les sections suivantes.

Cas des modes décorrélés

Lorsque l'on considère le battement entre deux champs lasers décorrélés l'un de l'autre, la phase relative de ce battement est naturellement aléatoire puisque la phase de chaque mode évolue indépendamment. Par ailleurs, la gigue de phase propre à un mode optique, c'est-à-dire l'excursion

de la phase due à des transitions spontanées, est indépendante de celle observée par l'autre mode constituant le battement. D'autre part, nous pouvons considérer le désaccord des phases relatives ψ comme une variable aléatoire, et indépendante des termes de gigue de phase. Dans ces conditions, la fonction d'autocorrélation du photocourant s'exprime :

$$\begin{aligned} R_I(\tau) &\propto P_T^2 + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}\left(< e^{j\Delta\phi_2(t,\tau)} >< e^{-j\Delta\phi_1(t,\tau)} >\right)\} \\ &+ Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_3^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}\left(< e^{j\Delta\phi_3(t,\tau)} >< e^{-j\Delta\phi_2(t,\tau)} >\right)\} \end{aligned} \tag{2.62}$$

La gigue de phase $\Delta\phi(t,\tau)$ représente l'excursion de la phase due à une somme de nombreux événements indépendants (transitions spontanées) entre les instants t et $t+\tau$. D'après le théorème de la limite centrale, elle peut donc obéir à une statistique stationnaire de Gauss. Par conséquent, nous supposons que la gigue de phase de chaque mode suit une loi de densité gaussienne centrée :

$$f(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{1}{2}(\frac{\Delta\phi}{\sigma})^2} \tag{2.63}$$

avec σ^2 la variance de cette loi gaussienne définie telle que $\sigma^2 =< \Delta\phi^2 >$. En général, cette variance est appelée le "carré moyen de la gigue de phase" et nous adopterons cette appellation par la suite. En rappelant ici l'expression mathématique de la fonction caractéristique d'une variable aléatoire X $\varphi_X(u) =< e^{juX} >$, il apparait que dans 2.62 les termes $< e^{j\Delta\phi_i(t,\tau)} >$ sont les fonctions caractéristiques en $u = \{-1;1\}$ des différentes variables gaussiennes centrées $\Delta\phi_i$. La fonction caratéristique d'une variable gaussienne centrée ayant pour expression :

$$\varphi_x(u) = e^{-\frac{\sigma^2u^2}{2}}, \tag{2.64}$$

nous en déduisons que la fonction d'autocorrélation du photocourant peut s'écrire :

$$R_I(\tau) \propto P_T^2 + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}e^{-\frac{<\Delta\phi_2{}^2>}{2}}e^{-\frac{<\Delta\phi_1{}^2>}{2}}\} + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_3^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}e^{-\frac{<\Delta\phi_3{}^2>}{2}}e^{-\frac{<\Delta\phi_2{}^2>}{2}}\} \tag{2.65}$$

Cette expression montre que la fonction d'autocorrélation du photocourant s'exprime en fonction de la gigue de phase des différents modes optiques.

Cas des modes corrélés

En nous reportant aux sections précédentes, l'introduction du mélange à quatre ondes dans le modèle décrivant l'évolution d'un laser DBR à trois modes a permis de montrer l'existence d'une synchronisation de phase partielle entre ces modes. Ceci implique deux changements notables vis à vis de l'étude des modes décorrélés. Tout d'abord, le régime de verouillage de modes passif établi par le mélange à quatre ondes conduit à la stationnarité des phases relatives, bien que les phases elles-même ne soient pas séparément stationnaires. Nous emploierons donc par la suite la notation ψ^0 pour désigner le désaccord statique des phases relatives. Ensuite, il ne nous est plus possible de traiter séparément les termes de phase propres à chaque mode dans la fonction d'autocorrélation 2.61. Par conséquent, nous allons devoir l'exprimer en fonction de la gigue de phase associée aux

phases relatives. Pour cela, bien que les phases $\phi_i(t)$ soient corrélées par le mélange à quatre ondes, nous pouvons considérer que les processus $\Delta\phi_{21}(t,\tau)$ et $\Delta\phi_{32}(t,\tau)$ peuvent être décrits par des lois gaussiennes centrées. En effet, l'origine des fluctuations de la variable de phase d'un mode optique est due à l'émission spontanée couplée à ce propre mode, et l'excursion de phase d'une phase relative reste donc la somme d'un grand nombre de contributions indépendantes.
Compte tenu de ces nouvelles hypothèses, la fonction d'autocorrélation du photocourant s'exprime :

$$\begin{aligned} R_I(\tau) \quad \propto \quad & P_T^2 + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau} < e^{j\Delta\phi_{21}(t,\tau)} >\} + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_3^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau} < e^{j\Delta\phi_{32}(t,\tau)} >\} \\ & +Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1A_3 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}\Big(< e^{j(\Delta\phi_{32}(t,\tau)-\psi^0)} > + < e^{j(\Delta\phi_{21}(t,\tau)+\psi^0)} > \Big)\} \end{aligned} \tag{2.66}$$

En utilisant à nouveau la définition de la fonction caractéristique, nous pouvons exprimer $R_I(\tau)$ en fonction des carrés moyens des gigues de phase associées aux phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32} :

$$\begin{aligned} R_I(\tau) \quad \propto \quad & P_T^2 + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}e^{-\frac{<\Delta\phi_{21}{}^2>}{2}}\} + Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_3^2 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}e^{-\frac{<\Delta\phi_{32}{}^2>}{2}}\} \\ & +Re\{\frac{1}{2}A_2^2A_1A_3 \cdot e^{j\Omega_{sp}\tau}\Big(e^{-\frac{<\Delta\phi_{32}{}^2>}{2}-j\psi^0} + e^{-\frac{<\Delta\phi_{21}{}^2>}{2}+j\psi^0}\Big)\} \end{aligned} \tag{2.67}$$

Cette expression montre que $R_I(\tau)$ s'exprime à la fois en fonction des carrés moyens de gigue de phase, et du désaccord des phases relatives ψ^0.

2.5.2 Expression générale du carré moyen de la gigue de phase

La gigue de phase $\Delta\phi(t,\tau) = \phi(t+\tau) - \phi(t)$ peut être décrite comme un filtrage linéaire du processus de phase $\phi(t)$, dont la réponse impulsionnelle est $h_\tau(t) = \delta(t+\tau) - \delta(t)$, avec δ la distribution de Dirac. Dans le domaine fréquentiel, la densité spectrale de puissance de la gigue de phase $S_{\Delta\phi}(\Omega)$ est donc égale au produit de la densité spectrale de puissance de la phase $S_\phi(\Omega)$ par le module au carré de la fonction de transfert $H(\Omega) = e^{j\Omega t} - 1$ correspondant à $h_\tau(t)$. D'où la relation :

$$S_{\Delta\phi}(\Omega) = 4\sin^2(\frac{\Omega\tau}{2}) \cdot S_\phi(\Omega) \tag{2.68}$$

L'écart fréquentiel instantané $\dot{\phi}(t)$ étant la dérivée fréquentielle de la phase $\phi(t)$, la relation entre leurs densités spectrales de puissance respectives s'écrit :

$$S_{\dot{\phi}}(\Omega) = \Omega^2 \cdot S_\phi(\Omega) \tag{2.69}$$

D'autre part, la fonction d'autocorrélation de la gigue de phase $R_{\Delta\phi}(\tau')$ est la transformée de Fourier de sa densité spectrale de puissance, et la valeur à l'origine de cette fonction $R_{\Delta\phi}(0)$ est égale au carré moyen de la gigue de phase, telle que :

$$< \Delta\phi^2(\tau) >= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_{\Delta\phi}(\Omega)d\Omega \tag{2.70}$$

En combinant les relations 2.68, 2.69 et 2.70, on obtient l'expression ci-dessous du carré moyen de la gigue de phase en fonction de la densité spectrale de puissance de l'écart fréquentiel :

$$< \Delta\phi^2(\tau) >= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\sin(\frac{\Omega\tau}{2})}{\frac{\Omega\tau}{2}}\right)^2 \tau^2 \cdot S_{\dot{\phi}}(\Omega)d\Omega \tag{2.71}$$

2.5.3 Expression de la densité spectrale du photocourant

Nous avons vu dans la section précédente que les DSP de bruits de fréquence des phases étudiées ne sont pas des fonctions constantes de $\Omega' = \Omega - \Omega_{sp}$. Cependant, nous pouvons observer sur les figures 2.4 et 2.5 que pour des valeurs de Ω' inférieures à $2\pi 10^9 rad.Hz$, ces densités spectrales de puissance peuvent concrètement être considérées comme constantes. Or, la largeur spectrale des modes optiques ne dépassant jamais les quelques centaines de MHz, nous pouvons restreindre l'étude de la densité spectrale de puissance sur l'intervalle fréquentiel $[-10^9 ;10^9 Hz]$ autour de la porteuse. Nous supposons donc les DSP des bruits de fréquence des phases étudiées comme constantes et égales à leur valeur en $\Omega' = 0$. Ceci revient à considérer un bruit de phase lorentzien pour les phases relatives ϕ_{21} et ϕ_{32} défini par $S_{\phi_{i,j}} = S_{\dot{\phi_{i,j}}}(0)/\Omega'^2$. De ce fait, le carré moyen de la gigue de phase s'exprime simplement sous la forme :

$$< \Delta\phi^2(\tau) >= \tau \cdot S_{\dot{\phi}}(0) \tag{2.72}$$

De plus, la figure 2.5 montre que la corrélation de phase générée par blocage de modes passif implique que les DSP de bruits de fréquence des phases relatives convergent vers la même valeur à basse fréquence. Ceci aboutit donc à écrire que leurs carrés moyens de gigue de phase sont égaux. A partir des équations (2.65) et (2.67), en introduisant l'expression correspondante du carré moyen de gigue de phase donnée par (2.72), nous obtenons les expressions des densités spectrales de puissance du photocourant dans les deux cas étudiés :

- **cas des modes décorrélés**

$$\begin{aligned} S_I(\Omega) = \frac{R^2}{\eta}P_T^2\delta(\Omega) + \frac{R^2A_2^2A_1^2}{\eta}\cdot\frac{S_{\dot{\phi_2}}(0)+S_{\dot{\phi_1}}(0)}{(\Omega-\Omega_{sp})^2+(\frac{S_{\dot{\phi_2}}(0)+S_{\dot{\phi_1}}(0)}{2})^2} \\ + \frac{R^2A_2^2A_3^2}{\eta}\cdot\frac{S_{\dot{\phi_2}}(0)+S_{\dot{\phi_3}}(0)}{(\Omega-\Omega_{sp})^2+(\frac{S_{\dot{\phi_2}}(0)+S_{\dot{\phi_3}}(0)}{2})^2} \end{aligned} \tag{2.73}$$

- **cas des modes corrélés**

$$S_I(\Omega) = \frac{R^2}{\eta}P_T^2\delta(\Omega) + \frac{R^2}{2\eta}\left(A_2^2A_1^2 + A_2^2A_3^2 + 2A_2^2A_1A_3\cos(\psi^0)\right)\cdot\frac{2\pi\Delta\nu}{(\Omega-\Omega_{sp})^2+(\pi\Delta\nu)^2} \tag{2.74}$$

La DSP du photocourant décrivant le battement des modes décorrélés est conforme aux résultats des études sur la détection cohérente puisque nous obtenons bien une somme de deux lorentziennes dont les largeurs spectrales sont égales aux sommes de celles des modes optiques concernés. En revanche, dans le cas de modes corrélés par le mécanisme de verrouillage de modes passif, l'expression du photocourant se réduit à une lorentzienne dont l'amplitude est fonction du désaccord des phases relatives ψ^0, et de largeur spectrale $\Delta\nu$ telle que $2\pi\Delta\nu = S_{\dot{\phi}_{21}}(0) = S_{\dot{\phi}_{32}}(0)$. Cette propriété traduit directement l'effet de la corrélation de phase induite par le mélange à quatre ondes qui implique que le battement généré par les modes 1 et 2 est de même largeur spectrale que celui généré par les modes 2 et 3.

2.6 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, l'introduction du mélange à quatre ondes, et plus particulièrement de la modulation de la densité de porteurs, dans le traitement des équations d'évolution d'un laser DBR à semi-conducteurs a permis de mettre en évidence le rôle fondamental de ce mécanisme sensible à la phase dans l'établissement du blocage de modes passif. Le détail des équations d'évolution en amplitude et en phase a démontré, pour ce type de lasers, l'existence du phénomène d'injection mutuelle intermodale provoquée par la création de bandes latérales de modulation dues aux oscillations dynamiques du gain et de l'indice dans la cavité. Cette injection mutelle intermodale engendre alors une synchronisation en phase des champs qui se caractérise par l'établissement d'un bruit de fréquence blanc au voisinage de la fréquence porteuse ν_{ap}, vérifiant la propriété de corrélation $S_{\dot{\phi}_{jk}}(\Omega') < S_{\dot{\phi}_j}(\Omega') + S_{\dot{\phi}_k}(\Omega')$. La signature expérimentale du verrouillage de modes passif dans les lasers DBR à semi-conducteurs se traduit en outre, d'après les résultats numériques, par la réduction de la largeur spectrale du signal autopulsant par rapport à celle des modes optiques de la cavité.

Bibliographie

[1] C. Gosset, "Etude du mélange à quatre ondes dans des structures semi-conductrices actives pour l'application à la régénération tout-optique", *Mémoire de thèse*, ENST Paris, Décembre 2002.

[2] P. Gallion, "Pureté spectrale d'un laser semi-conducteur synchronisé. Applications à la détection cohérente", *Mémoire de thèse d'état*, Université de Montpellier, Juin 1986.

[3] P. W. Smith, "Mode-locking of lasers", *IEEE Proceedings*, Vol. 58, No. 9, 1970.

[4] W. E. Lamb, Jr., "Theory of an optical maser", *Physical Review*, Vol. 134, pp. A1429-A1450, 1964.

[5] K. Sato, "Optical pulse generation using Fabry-Perot lasers under continuous wave operation", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 1288-1293, 2003.

[6] G. P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 5, No. 1, pp. 302-304, 1988.

[7] G. R. Gray and G. P. Agrawal, "Importance of Self-Induced Carrier-Density Modulation in Semiconductor Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 1216-1219, 1992.

[8] G. P. Agrawal, "Highly nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers due to spectral hole burning", *Applied Physics Letters*, Vol. 51, No. 5, pp. 302-304, 1987.

[9] M. H. Crowell, "Characteristics of mode-coupled lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-1, pp. 12-20, 1965.

[10] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nde *édition, Kluwer Academic Publishers*, Chapitre 6, 1993.

[11] A. Godard, G. Pauliat, G. Roosen, P. Graindorge and P. Martin, "Side-mode gain in grating-tuned extended-cavity semiconductor lasers : investigation of stable single mode operation conditions", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. 4, pp. 390-401, 2002.

[12] G.-H. Duan, Physique des Lasers, *Manuel de cours*, ENST Paris, pp. 129, 2000.

[13] A. P. Bogatov, P. G. Eliseev and B. N. Sverdlov "Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 7, pp. 510-515, 1975.

[14] M. Sargent III, M. P. Scully and W. E. Lamb, "Laser Physics", *Addison Wesley, Reading, USA*, 1974.

[15] K. A. Shore, and W. M. Yee, "Theory of self-locking FM operation in semiconductor lasers", *IEE Proceedings-J,* Vol. 138, No. 2, pp. 91-96, 1991.

[16] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, and C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillation of an injection-locked semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, pp. 148-154, 1988.

[17] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-18, No. 2, pp. 256-264, 1982.

[18] G.-H. Duan and E. Georgiev, "Non-White Photodetection Noise at the Output of an Optical Amplifier : Theory and Experiment", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 37, No. 8, pp. 1008-1014, 2001.

[19] P. Gallion and G. Debarge, "Influence of amplitude-phase coupling on the injection locking bandwidth of a semiconductor laser", *Electronics Letters* , Vol. 21, No. 7, pp. 264-266, 1985.

[20] P. Gallion, H. Nakajima, C. Chabran and G. Debarge, "Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injection-locked semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. 14, pp. 264-266, 1985.

[21] O. Brox, "DFB-Laser mit integriert optischer Rückkopplung für die optische Signalverarbeitung", *Mémoire de thèse*, Technischen Universität Berlin, pp. 67, 2005.

[22] A. Godard, "Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable", *Mémoire de thèse*, Université Paris XI, Juin 2003.

Chapitre 3

Conception et réalisation de lasers autopulsants à réflecteur de Bragg distribué

L'orientation de cette étude vers les lasers à semi-conducteurs à réflecteur de Bragg distribué (DBR) à 40 GHz s'explique par leur nature multimode, propice à la génération d'autopulsation par battements de modes à l'instar des lasers Fabry-Perot (FP). Néanmoins, l'encombrement spectral des lasers FP est un problème rédhibitoire pour leur utilisation concrète aussi bien pour la récupération d'horloge que pour la génération de porteuses optiques micro-ondes. L'approche à base de lasers DBR permet de maîtriser l'encombrement spectral tout en conservant les propriétés de battements de modes des lasers FP. Ce chapitre présente brièvement les propriétés de lasers DBR dans le but de souligner les caractéristiques spécifiques liés à la génération d'autopulsation par battements de modes, conduisant à la conception et à la fabrication technologique de lasers DBR autopulsants.

3.1 Description du laser DBR multimode

Le laser DBR étudié dans cette thèse est un laser de type "ridge", c'est à dire à émission par la tranche, dans lequel les modes optiques sont guidés par l'indice. Il est constitué de deux sections distinctes, isolées électriquement, et appelées en général section active et section passive. A la différence d'un laser DFB (Distributed Feedback Bragg), le réseau de Bragg d'un laser DBR est intégré à la section passive ce qui simplifie grandement les mécanismes en jeu dans le fonctionnement de ce type de laser comparativement aux lasers DFB. Ainsi, la section active est une zone amplificatrice par émission stimulée, constituée d'un matériau quaternaire dont l'énergie de bande interdite est choisie proche de la longueur d'onde d'émission souhaitée. La section passive contenant le réseau de Bragg

joue le rôle d'un miroir sélectif en longueur d'onde, centré sur la longueur d'onde de Bragg. Pour ce faire, la section passive est constituée d'un matériau quaternaire dont l'énergie de bande interdite est très éloignée de celle de la zone active, de sorte que cette section soit transparente vis à vis de l'émission laser produite par la zone active. La figure 3.1 donne une vue shématique de la structure d'un laser DBR, dans laquelle se distinguent les sections active et passive. Nous pouvons noter sur ce schéma l'existence d'une section dite de phase, dont le rôle principal est ici d'adoucir la transition brutale d'indice effectif vue par les modes optiques longitudinaux au passage du matériau actif au matériau passif, et vice-versa.

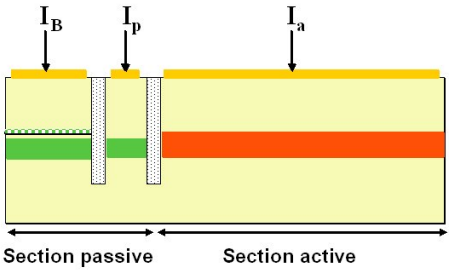


FIG. 3.1 – Schéma d'un laser DBR typique à trois sections.

3.1.1 Propriétés d'un miroir de Bragg

Un miroir de Bragg distribué consiste, comme son nom l'indique, en une distribution de réflexions successives le long du guide due à une variation périodique longitudinale de l'indice de réfraction vu par un mode optique. La propriété de filtrage spectral de ce type de réflecteur provient du mécanisme d'interférences multiples constructives et destructives entre les faisceaux réfléchis aux différentes interfaces composées par l'empilement périodique des couches d'indices effectifs n_1 et n_2. Dans l'hypothèse d'une variation sinusoidale (3.1) de l'indice effectif n d'un réseau de Bragg, le déphasage subit par une onde optique k lors de sa propagation sur une période Λ du réseau peut s'exprimer par l'équation (3.2) :

$$n_{eff}(z) = n + \Delta n \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z) \tag{3.1}$$

$$\Delta\phi_k = \frac{2\pi n \Lambda}{\lambda} \tag{3.2}$$

avec n l'indice effectif moyen tel que $n = \frac{n_1+n_2}{2}$ et Δn le contraste d'indice du réseau défini par $\Delta n = \frac{n_2-n_1}{2}$.

Sachant que pour toute longueur d'onde considérée, la condition nécessaire pour des interférences constructives entre deux ondes réfléchies i et j est de retrouver un déphasage multiple de 2π, on obtient aisément la relation fondamentale au premier ordre reliant le pas du réseau Λ à la longueur

d'onde λ_B dite de "Bragg" :

$$\lambda_B = 2n\Lambda \tag{3.3}$$

Ainsi, la réflectivité du miroir de Bragg distribué est fortement dépendante de la longueur d'onde incidente, et tout désaccord avec la longueur d'onde de Bragg implique une diminution de la puissance réfléchie. Le réseau de Bragg opère donc une fonction de filtrage en longueur d'onde de type passe-bande centrée sur la longueur d'onde de Bragg. Cependant, les caractéristiques de cette fonction de filtrage sont fortement dépendantes de paramètres tels que la variation d'indice entre n_1 et n_2, ou bien la longueur totale du réseau L_B.

La théorie des modes couplés permet de rendre compte de l'influence de ces différents paramètres à travers l'expression de la réflectivité équivalente complexe r_{eq} du miroir de Bragg [1, 2] :

$$r_{eq} = \frac{-i\kappa}{(\alpha - i\delta) + \sqrt{\kappa^2 + (\alpha - i\delta)^2} coth\left(L_B\sqrt{\kappa^2 + (\alpha - i\delta)^2}\right)} \tag{3.4}$$

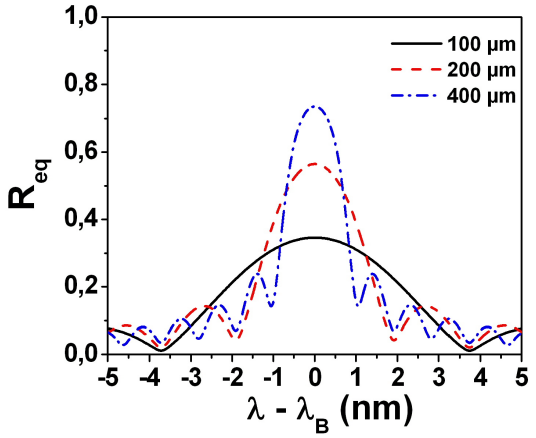
où α est le coefficient d'amplification résiduelle, δ désigne le désaccord en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde de Bragg et κ représente le coefficient de couplage du réseau [3] :

$$\delta = 2\pi n\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B}\right) \tag{3.5}$$

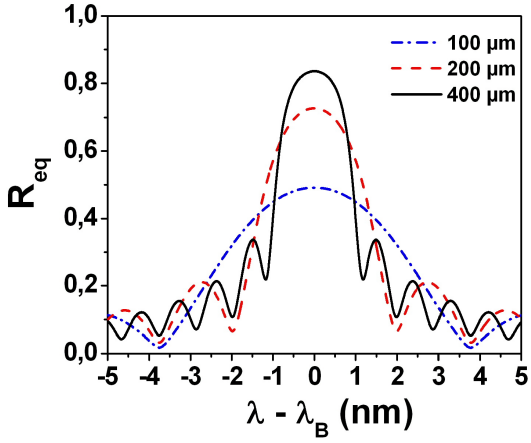
$$\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda_B} \tag{3.6}$$

Ce dernier coefficient rend compte de la force de réflexion du réseau en traduisant le fait que plus la variation d'indice effectif est grande, plus le réseau est réfléchissant. A partir de l'expression 3.4 de la réflectivité équivalente du réseau de Bragg, il est possible d'obtenir les évolutions du coefficient de réflexion R_{eq} et de la phase φ_{eq} introduite par le réseau en fonction de la longueur d'onde incidente puisque ceux-ci sont respectivement définis comme son module et sa phase.

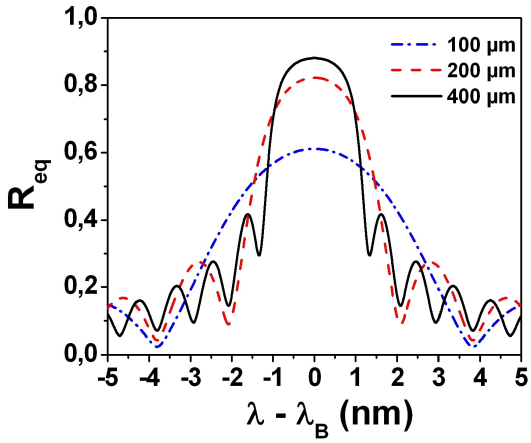
Les figures 3.2(a), 3.2(b) et 3.2(c) illustrent l'influence de coefficient de couplage κ sur l'évolution de R_{eq} en fonction du désaccord en longueur d'onde pour différentes longueurs du réseau de Bragg. Ces figures montrent que le coefficient de réflexion est une fonction croissante des deux paramètres que sont le coefficient de couplage et la longueur du réseau de Bragg. En revanche, ces deux paramètres ont un effet opposé sur la largeur à mi-hauteur du filtre de Bragg : cette dernière croît avec le coefficient de couplage mais décroît avec la longueur du réseau de Bragg. Ces résultats bien connus sont particulièrement utiles dans la phase de conception des lasers DBR. En effet, contrairement à l'application d'accordabilité en longueur d'onde, utilisation la plus répandue du laser DBR, où les paramètres κ et L_B sont optimisés pour garantir un fonctionnement monomode longitudinal [4], le phénomène d'autopulsation nécessite un fonctionnement multimode longitudinal du laser DBR. Le choix des paramètres découlant de cette spécificité sont explicités dans la prochaine section, en tenant compte des remarques rappelées dans ce paragraphe.



(a)



(b)



(c)

FIG. 3.2 – Evolution du coefficient de réflexion en fonction du désaccord en longueur d'onde pour différentes longueurs du réseau de Bragg avec : a) $\kappa = 40cm^{-1}$, b) $\kappa = 60cm^{-1}$ et c) $\kappa = 80cm^{-1}$

3.1.2 Introduction de la longueur effective

Le phénomène d'autopulsation par battements de modes dans un laser multimode longitudinal aboutit à une variation périodique de la puissance optique, dont la fréquence est égale à l'intervalle spectral libre (ISL) entre les modes. Dans le cas d'un laser Fabry-Perot, où la distance parcourue par les modes optiques n'est autre que la longueur physique L de la cavité, l'ISL se déduit aisément de la condition de phase des modes Fabry-Perot pour donner :

$$ISL = \frac{c}{2n_g L} \tag{3.7}$$

avec c la célérité de la lumière et n_g l'indice de groupe de la cavité. Or, dans le cas d'un laser DBR, la distibution de la réflectivité du miroir de Bragg ne permet pas de considérer la longueur physique du réseau de Bragg comme la distance parcourue par le mode optique. Afin de pouvoir rendre compte de la profondeur de pénétration de l'onde dans le réseau, on peut introduire une quantité appelée longueur effective de la section de Bragg [5–8] comme suit :

$$L_{eff} = \frac{-\lambda^2}{4\pi n_B} \frac{\partial \varphi_{eq}}{\partial \lambda} \tag{3.8}$$

avec n_B l'indice de groupe de la section de Bragg et φ_{eq} la phase introduite par le réseau de Bragg, définie précédemment. Cette quantité rend compte de la phase de l'onde réfléchie par le réseau et on peut montrer qu'elle correspond à la longueur au bout de laquelle l'intensité de l'onde est divisée par $exp(1)$ [4]. D'après cette définition, on peut constater que la longueur effective est minimale pour $\lambda = \lambda_B$ puisque la réflexion du réseau de Bragg y est maximale. Ensuite, tout écart de la longueur d'onde λ vis à vis de λ_B se traduit par une diminution de la réflectivité du réseau et donc par une augmentation de la longueur effective. Encore une fois, les paramètres κ et L_B influencent la longueur effective du réseau, comme le montre la figure 3.3. Cette figure présente les variations de la longueur

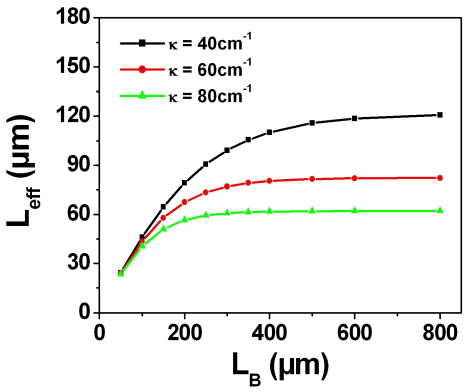


FIG. 3.3 – Evaluation de la longueur effective calculée en λ_B en fonciton de la longueur physique du réseau de Bragg, pour différentes valeurs du coefficient de couplage.

effective (calculée pour λ_B) en fonction de la longueur du réseau L_B pour différentes valeurs du coefficient de couplage κ. La longueur effective croit rapidement avec la longueur du réseau jusqu'à un régime de saturation où celle-ci devient maximale, cette valeur étant d'autant plus petite que le coefficient de couplage du réseau est élevé.

La longueur effective du réseau de Bragg est une quantité importante pour l'étude des lasers DBR autopulsants par battements de modes car son introduction permet d'établir, par analogie avec les laser FP, la condition de phase des modes longitudinaux oscillant dans les lasers DBR, conduisant à l'expression suivante de l'ISL :

$$ISL = \frac{c}{2\left(n_g L_a + n_p L_p + n_B L_{eff}\right)} \tag{3.9}$$

avec n_p l'indice de groupe de la section de phase. L'introduction de cette formule est intéressante pour la définition des longueurs de clivage pour la réalisation de lasers DBR autopulsants à 40 GHz.

3.2 Conception de lasers DBR autopulsants

Avant d'entrer plus en détails sur les différentes étapes de conception, la structure choisie pour les lasers DBR est à ruban enterré (BRS, buried ridge structure), car cette structure permet de conférer au laser une bonne robustesse. Le processus de réalisation d'une telle structure est plutôt délicat puisqu'il nécessite une recroissance épitaxiale au dessus du ruban, mais nous bénéficierons de l'expertise technique acquise sur les structures BRS au sein du laboratoire III-V Lab.
Ensuite, la conception des lasers DBR pour la génération d'autopulsation à 40 GHz a nécessité l'étude de plusieurs éléments importants tels que :

- Le choix des matériaux quaternaires constitutifs des guides dans les zones active et passive
- Les dimensions (largeur et épaisseur) des guides de chaque section
- Le coefficient de réflexion de la face avant et le coefficient de couplage du réseau
- L'utilisation éventuelle de "taper" pour favoriser le couplage en sortie de la zone active, et entre les sections active et passive

L'ensemble des études menées pour la définition de ces différents paramètres ont été réalisées à partir du logiciel Alcor utilisant la méthode de l'indice effectif pour le calcul des modes propres de guides rectangulaires.

3.2.1 Constitution des couches guidantes

Couche active

La génération d'autopulsation dans les lasers multimodes tels que le DBR provient du battement entre modes longitudinaux oscillant dans la cavité. L'origine de l'autopulsation provient en fait d'in-

teractions non linéaires entre modes [13, 14], et plus particulièrement du phénomène appelé Mélange à Quatre Ondes (FWM, Four Wave Mixing). Le chapitre suivant, portant sur l'analyse théorique des phénomènes liés à la génération d'autopulsation par battements de modes, s'attachera à démontrer cette hypothèse. En attendant, l'idée d'augmenter les effets non linéaires dans les lasers DBR a conduit à la réalisation de composants ayant des facteurs de confinement élevés. Ces confinements nous permettront de compléter notre analyse théorique par des caractérisations expérimentales permettant d'observer si la génération d'autopulsation est favorisée par l'augmentation du confinement modal de la structure. La couche active des lasers DBR autopulsants sera donc constituée d'un matériau massif dont l'énergie de bande interdite correspond à une longueur d'onde voisine de 1,55 μm. Par ailleurs, nous souhaitons tester les lasers DBR autopulsants réalisés dans le cadre d'une application particulière qu'est la récupération d'horloge. Il est souhaitable dans le cadre de cette application que la couche active des lasers soit insensible à la polarisation du signal injecté. Il s'agit pour cela de rendre la modulation de l'indice et le gain modal de la section active indépendants de la polarisation. Pour ce faire, nous héritons des résultats obtenus au III-V Lab sur les études avancées qui ont été menées pour la réalisation de SOA insensibles à la polarisation [9, 10]. L'obtention des propriétés d'insensibilité à la polarisation d'un signal incident a été possible par l'étude simultanée des modes de propagation transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM), dans le but d'égaliser les gains effectifs modaux des modes TE et TM fondamentaux.

Compte tenu de la dépendance du facteur de confinement à la géométrie du ruban actif, le gain effectif dépend de la polarisation de l'onde lumineuse pour des formes non carrées. Dû au fait que le gain linéïque expérimenté par un mode est un produit entre le facteur de confinement Γ et le gain du matériau g_{mat}, le contrôle du gain matériau par application d'une contrainte au matériau actif peut alors être mis à profit pour compenser la dissymétrie de gain effectif entre les polarisations TE et TM. En effet, l'indépendance à la polarisation peut être obtenue si la relation suivante est vérifiée :

$$\Gamma_{TE} \cdot g_{mat,TE} = \Gamma_{TM} \cdot g_{mat,TM} \tag{3.10}$$

Le gain matériau dépend principalement de la structure des bandes électroniques et de la densité de porteurs [3]. Ainsi, sa sensibilité à la polarisation provient du dédoublement de la bande de valence en une sous-bande appelée "bande de trous lourds" (HH, Heavy Hole en anglais, pour Trou Lourd) et une deuxième sous-bande appelée "bande de trous légers" (LH, Light Hole en anglais, pour Trou Léger). En effet, selon la polarisation de l'onde lumineuse, le type de trous mis en jeu lors du processus de recombinaison stimulée diffère : pour une onde polarisée TM les recombinaisons se font uniquement entre les électrons de la bande de conduction et les trous légers, alors que pour une onde polarisée TE ce sont principalement les trous lourds qui participent à la recombinaison. L'application d'une contrainte à la couche active par désaccord de maille induit des déformations et des forces de cisaillement qui modifient la symétrie du réseau cristallin. Il en résulte une levée de la dégénérescence

entre les bandes HH et LH. Dans le cas d'une contrainte en compression ($a_{active} > a_{substrat}$), la bande HH passe au-dessus de la bande LH. Le mode TE se trouve favorisé, alors que pour une contrainte en tension ($a_{active} < a_{substrat}$) c'est la bande LH qui passe au-dessus de la bande HH favorisant le mode TM. En contrôlant la contrainte du matériau actif, on peut ainsi en modifier le gain effectif pour une polarisation donnée.

En pratique, l'étude consiste à concevoir des structures pour lesquelles les confinements des modes TE et TM sont le plus proches possibles, de telle sorte que cette différence puisse être compensée par une modification des gains matériaux TE et TM à l'aide d'une contrainte appropriée appliquée à la couche active [11, 12]. La figure 3.4 rassemble les résultats obtenus pour une hétérostructure simple, c'est à dire pour laquelle la couche active n'est pas entourée de couches de confinement appelées SCH (Separated Confinement Heterostructure). Cette figure montre l'évolution des facteurs de confine-

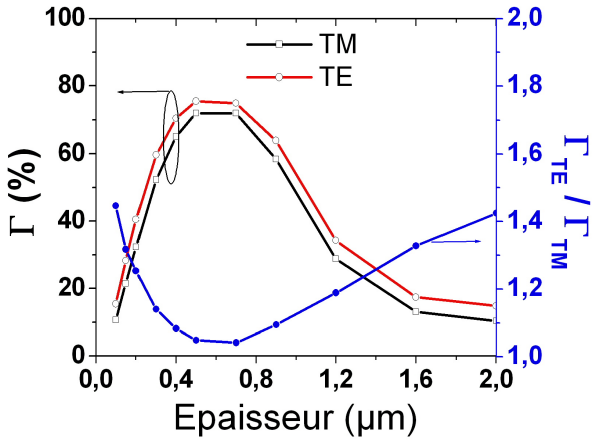


FIG. 3.4 – Evolution des facteurs de confinement des modes TE et TM (axe de gauche), ainsi que du rapport de confinement (axe de droite), en fonction de l'épaisseur de la couche active.

ment des modes TE et TM (axe de gauche), ainsi que celle du rapport de confinement (axe de droite), en fonction de l'épaisseur de la couche active. Les valeurs de confinement pour chaque épaisseur ont été obtenues pour les largeurs maximales garantissant respectivement la condition de monomadilité transverse lors de la propagation. Cette figure permet de constater que les confinements des modes TE et TM sont très proches pour une épaisseur du guide variant entre $0,5$ et $0,7$ μm, pour des valeurs correpondant à des confinements très forts de l'ordre de 75 %. Le rapport des confinements est alors inférieur à $1,05$. Un tel écart de confinement entre modes TE et TM est suffisament faible pour pouvoir être compensé par contrainte du matériau massif. En effet, suite à de nombreuses caractérisations expérimentales attenantes à l'étude des SOA, il a été établi empiriquement qu'une contrainte en tension de $0,035$ % ($\pm 0,015$ %) permet d'équilibrer les gains effectifs des modes de propagation TE et TM.

Une autre structure possédant les mêmes propriétés de rapport de confinement et de contrainte en tension a été conçue pour des confinements plus faibles autour de 20 % pour les modes TE et TM. Afin de réduire le confinement modal de la structure tout en conservant un rapport de confinement TE/TM inférieur à $1,05$, cette conception a nécessité l'emploi de SCH (constitué de matériau quaternaire massif dont l'énergie de bande interdite avoisine $1,17$ μm) pour entourer le milieu actif.

Couche	Composition	Epaisseur (μm)	Γ_{TE}	Γ_{TM}	Indice effectif
Structure sans SCH					
Top	InP_p	1	19,96	20,06	3,154
Guide	Q 1,55	0,5	75,55	72,01	3,536
Buffer	InP_n	1	16,49	7,93	3,162
Structure avec SCH					
Top	InP_p	1	19,01	22,68	3,154
SCH	Q 1,17	0,2	13,34	11,40	3,327
Guide	Q 1,55	0,12	49,01	47,56	3,536
SCH	Q 1,17	0,2	9,34	8,09	3,327
Buffer	InP_n	1	9,3	10,27	3,162

TAB. 3.1: Structures verticales de la section active.

Le détail des deux structures conçues pour la réalisation de lasers DBR autopulsants est récapitulé dans le tableau 3.1. Nous rappelons ici que les confinements modaux dans l'InP dopé p sont relatifs aux calculs effectués sous Alcor dans l'hypothèse d'une structure BRS. Cette remarque est valable pour tous les confinements donnés par la suite.

Couche passive

La conception de la section passive répond à d'autres critères que ceux requis pour la section active. La section passive a pour but principal de contenir le miroir de Bragg distribué, c'est pourquoi elle doit être la plus transparente possible vis à vis de la section active. Par ailleurs, notre application ne requiert pas une excursion forte de l'indice effectif en fonction du courant circulant dans la zone de Bragg, contrairement aux lasers DBR accordables. Au contraire, il est même souhaitable pour notre application qu'à faible courant de Bragg la largeur spectrale des modes, induite par la variation de l'indice effectif en fonction du courant, soit la plus faible possible de sorte que le signal d'AP généré soit spectralement plus fin. Le choix du matériau constitutif de la couche guidante s'est donc dirigé

naturellement vers un matériau massif avec une bande interdite autour de $1,17\ \mu m$ dont la variation de l'indice effectif en fonction de la densité de porteurs est faible.
Ensuite, en plus d'être indépendant à la polarisation du champ incident, le laser DBR ne doit émettre qu'en polarisation TE. Pour ce faire, la couche guidante dans la section de Bragg doit être à la fois élargie latéralement et amincie verticalement de telle sorte que nous obtenions un facteur de confinement latéral plus large pour le mode TE que pour le mode TM du laser. Ainsi, il y aura une discrimination entre les modes TE et TM puisque le mode TE sera plus réfléchi par le réseau de Bragg que le mode TM.
La détermination de l'épaisseur de la couche guidante de la section passive a été établie à partir des résultats de simulation portant sur le confinement modal et les caractéristiques de transmission par rapport à la zone active. Les résultats de simulation obtenus correspondent toujours à des largeurs de guide garantissant respectivement la condition de monomodadilité transverse lors de la propagation. Par similitude avec les études réalisées par le passé sur les lasers DBR accordables au sein du laboratoire, nous étudierons des épaisseurs de couche guidante entre $0,1$ et $0,3\ \mu m$. La figure 3.5 compare les variations du confinement modal dans l'InP dopé p et dans la couche guidante en fonction de son épaisseur. Cette figure montre que l'augmentation de l'épaisseur de la couche quaternaire

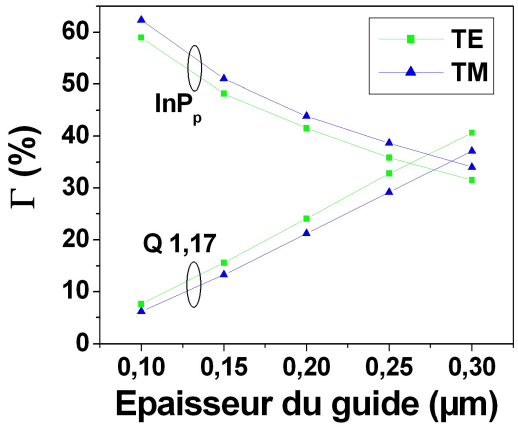


FIG. 3.5 – Variations du confinement modal dans l'InP dopé p et dans la couche guidante en fonction de son épaisseur.

conduit à la diminution du confinement dans l'InP dopé p ce qui est favorable à la diminution des pertes internes. En revanche, on peut constater sur cette figure que le rapport de confinement des modes TE et TM décroît légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche quaternaire, ce qui implique un pouvoir discriminatoire entre modes TE et TM plus faible pour la section passive.
Les caractéristiques de transmission et de réflexion du mode optique entre les sections active et passive ont ensuite été évaluées. La figure 3.6 montre l'évolution des coefficients de transmission et

de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche guidante de la section passive, dans le cas de la structure active avec SCH. Ces courbes indiquent clairement que l'épaisseur de la couche guidante

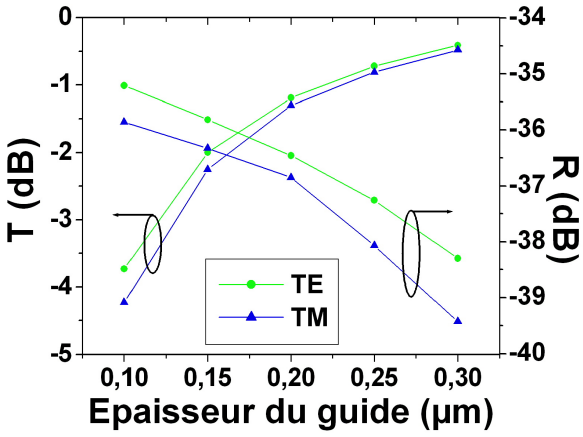


FIG. 3.6 – Evolution des coefficients de transmission et de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche guidante de la section passive.

doit être la plus grande possible pour améliorer la transmission entre zone active et zone passive. Ce résultat, en accord avec celui du confinement modal, s'explique par le fait que l'indice effectif de la section passive croît avec l'épaisseur de la couche guidante, diminuant ainsi l'effet de discontinuité d'indice effectif vu par le mode lors de la transition actif-passif. Les résultats obtenus pour la structure active sans SCH étant qualitativement identiques à ces derniers, une épaisseur de $0,3\ \mu m$ a été choisie pour consituer la couche guidante de la section passive, quelle que soit la structure de la section active.

Le tableau 3.2 résume l'empilement des couches prévu pour cette section :

Couche	Composition	Epaisseur (μm)	Γ_{TE}	Γ_{TM}	Indice effectif
Top	InP_p	1	31,52	34,03	3,154
Réseau	Q 1,17 + InP_p	-	4,58	4,62	3,24
"spacer"	InP_p	-	-	-	3,154
Guide	Q 1,17	0,3	40,66	37,07	3,327
Buffer	InP_n	1	23,24	24,27	3,162

TAB. 3.2: Structure verticale de la section passive.

Les épaisseurs de la couche réseau ainsi que de la couche dite "spacer", permettant de séparer le

réseau de la couche guidante, seront déterminées dans le paragraphe 3.2.3 en fonction du coefficient de couplage souhaité pour le composant.

3.2.2 Coefficient de réflexion en face avant

L'étude du coefficient de réflexion en face avant a été réalisée pendant la thèse de C. Gosset [15]. Des mesures ont été faites avec des valeurs du coefficient de réflexion de 10 %, 30 % et 50 %. Les résultats ont montré que la valeur la plus intéressante est celle de 30%. D'une part, une réflexion de 10 % n'induit pas assez de puissance dans le laser ce qui ne permet pas l'apparition des effets non linéaires nécessaires à l'apparition de l'auto-pulsation. D'autre part, une réflexion de 50 %, bien qu'elle génère des effets non linéaires importants, entraîne trop de pertes lors de l'injection du signal incident pour la synchronisation. Par conséquent, la valeur médiane de 30 % obtenue par simple clivage a été choisie puisqu'elle permet d'allier l'existence des effets non linéaires avec une perte suffisamment faible par injection du signal incident. De plus, en cas de besoin, un traitement des facettes peut être réalisé après la fabrication des composants.

3.2.3 Paramètres du miroir de Bragg distribué

Coefficient de couplage du réseau

Dans le souci de favoriser l'existence de phénomènes non linéaires, nous souhaitons accroître la réflectivité du miroir de Bragg en déterminant une valeur du coefficient de couplage du réseau κ située entre 40 et 80 cm^{-1}. Comme le rappelle l'expression (3.6), le coefficient de couplage du réseau est proportionnel au contraste d'indice effectif du réseau de Bragg. Or la variation d'épaisseur des couches réseau ou bien "spacer" induit une variation du contraste d'indice effectif, conduisant ainsi au contrôle de la réflectivité du miroir de Bragg. Nous avons donc effectué des simulations sous Alcor afin d'évaluer approximativement le contraste d'indice en faisant intervenir comme paramètres les épaisseurs des couches "spacer" et réseau. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 3.7 et 3.8. Ces deux figures décrivent l'évolution du coefficient de couplage du réseau pour une épaisseur de guide de $0,3$ μm, respectivement en fonction de l'épaisseur de la couche réseau et en fonction de l'épaisseur de la couche "spacer". Ces résultats montrent que le coefficient de couplage κ croît avec l'épaisseur de la couche réseau alors qu'il décroît avec l'épaisseur de la couche "spacer". Néanmoins, il est préférable en pratique pour la réalisation des réseaux de Bragg par une méthode holographique, que l'épaisseur de la couche réseau soit inférieure à 60 nm et que celle de la couche "spacer" soit supérieure à 80 nm. Nous avons donc choisi de prendre des épaisseurs de 60 nm et 80 nm respectivement pour les couches réseau et "spacer", conduisant à un coefficient de couplage κ du réseau de Bragg d'environ 60 cm^{-1}.

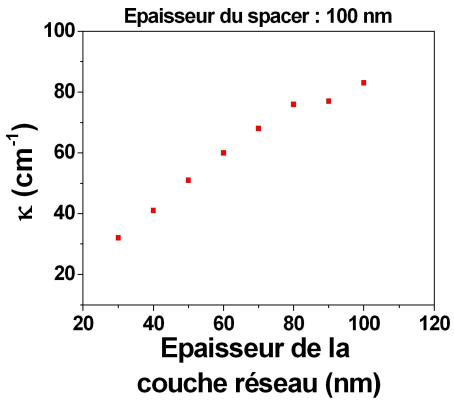


FIG. 3.7 – Evolution du coefficient de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche réseau, pour une épaisseur de "spacer" fixée à $100nm$.

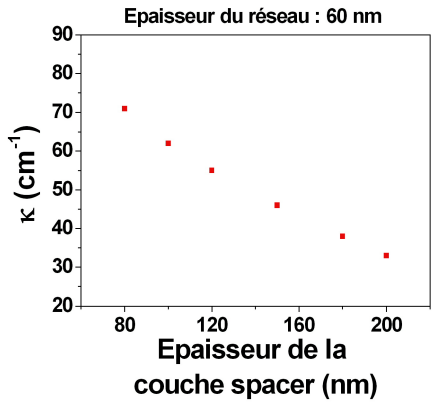


FIG. 3.8 – Evolution du coefficient de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche "spacer", pour une épaisseur de la couche réseau fixée à $60nm$.

Pas du réseau

Le pas du réseau de Bragg peut être calculé aisément à partir de l'équation 3.3 puisque les épaisseurs des différentes couches constitutives de la section passive sont désormais connues. La longueur d'onde de Bragg souhaitée est de 1540 nm eu égard à l'application particulière de récupération d'horloge. En effet, la longueur d'onde d'émission de la source qui sera utilisée pour générer le signal d'injection étant de 1552 nm, il est nécessaire de s'en écarter pour le bon fonctionnement de la récupération d'horloge, tout en restant dans la bande d'amplification des EDFA. A partir d'une valeur d'indice effectif estimée à $3,24$ pour la section active, nous déduisons un pas du réseau de Bragg de 237 nm pour une longueur d'onde de Bragg de 1540 nm.

Pour conclure ce paragraphe sur les paramètres déterminant les propriétés du réseau de Beagg,

nous dressons le tableau 3.3 récapitulatif de la configuration verticale de la section passive.

Couche	Composition	Epaisseur (μm)	Γ_{TE}	Γ_{TM}	Indice effectif
Top	InP_p	1	31,52	34,03	3,154
Réseau	Q 1,17 + InP_p	0,06	4,58	4,62	3,24
"spacer"	InP_p	0,1	-	-	3,154
Guide	Q 1,17	0,3	40,66	37,07	3,327
Buffer	InP_n	1	23,24	24,27	3,162

TAB. 3.3: Structure verticale de la section passive.

3.2.4 Monomodalité transverse

L'ensemble des caractéristiques de la composition verticale du composant étant désormais déterminé, il est possible de déterminer les largeurs maximales de rubans pour les sections active et passive. Pour notre application visant la génération d'autopulsation par battements de modes, il est très important de s'assurer qu'un seul mode transverse puisse se propager dans la cavité laser. Les largeurs maximales autorisées ainsi que les valeurs finales choisies pour les guides rubans afin de garantir la propriété de monomodalité transverse sont résumées dans le tableau 3.4.

Largeur (μm)	Limite TE	Limite TM	Finale
Structure sans SCH	0,8	0,8	0,7
Structure avec SCH	1,1	1,1	1,0
Section passive	1,9	2,0	1,8

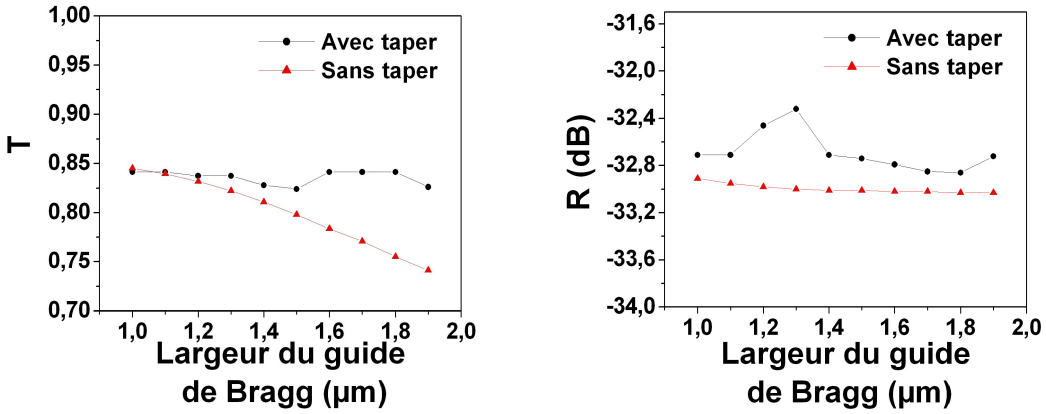
TAB. 3.4: Choix des largeurs de rubans garantissant un caractère monomode de la propagation.

Nous pouvons constater dans ce tableau que les largeurs maximales des rubans dans la zone active sont identiques pour les modes de propagation TE et TM. Ceci s'explique par le fait que les confinements de ces modes ont été choisis les plus proches possibles pour obtenir un milieu actif insensible à la polarisation. Enfin, pour s'assurer du caractère monomode de la propagation dans nos lasers DBR, nous avons choisi d'utiliser des largeurs de ruban inférieures de $0,1$ μm aux valeurs limites mentionnées dans le tableau 3.4.

3.2.5 Couplage actif-passif

Taper de transition

Le couplage de mode entre sections active et passive (de dimensions et d'indice différents) est un paramètre important dans la conception du laser DBR. Il a une influence directe sur la transmission et la réflexion du mode au niveau de la transition actif-passif. Il convient donc de trouver le meilleur compromis permettant de maximiser la transmission et de limiter les réflexions qui peuvent s'avérer néfastes pour le bon fonctionnement du laser.
En premier lieu, pour notre structure de type BRS, les guides sont enterrés dans un milieu constitué d'InP (dopé p) dont l'indice effectif est faible, afin d'obtenir un bon confinement du mode pour permettre le guidage. L'indice effectif vu par le mode est alors principalement fonction de son confinement dans le guide et de l'indice du guide. Dés lors, pour une section active d'épaisseur $0,5\ \mu m$ et d'indice $3,525$, et une section passive d'épaisseur $0,3\ \mu m$ et d'indice $3,280$, nous constatons que l'indice effectif vu par le mode dans les deux sections est assez différent, induisant au niveau de la transition des pénalités de transmission et des réflexions parasites. Pour anihiler l'existence de réflexions parasites dans le guide, la transition entre sections active et passive sera inclinée d'un angle de 15° lors de l'étape de réalisation du Butt-Joint. Ensuite, l'utilisation d'un "taper" pour l'adaptation géométrique de mode entre actif et passif a été proposée dans [16] afin d'améliorer la transmission. Un "taper" est un guide trapézoïdal dont la largeur ou l'épaisseur varie sur toute la longueur du guide. Pour notre application, la section de phase, de longueur 100 μm, sera utilisée comme section d'adaptation de mode en formant un "taper" d'épaisseur fixe et de largeur variable. Afin d'étudier l'influence d'un "taper" de transition actif-passif, nous avons fixé la largeur du guide actif à la valeur maximale garantissant une propagation monomode transverse. A l'aide d'Alcor, nous avons pu évaluer les coefficients de transmission et de réflexion entre sections active et passive lorsque l'on fait varier la largeur du guide de Bragg de $1,0$ à $1,9\ \mu m$. Cette dernière valeur correspond également à la largeur limite de monomodalité transverse dans le guide passif. Les figures 3.9(a) et 3.9(b) comparent les résultats obtenus en présence ou non d'un "taper" de transition.
Les résultats les plus probants sont ceux obtenus pour la transmission où nous observons clairement que le "taper" permet de conserver un coefficient de transmission constant, pouvant faire gagner jusqu'à 7 % par rapport à une jonction actif-passif sans "taper". En revanche, concernant la réflexion, la présence du "taper" semble provoquer des variations du coefficient de réflexion. Cependant, ces variations étant d'amplitude négligeable, nous pouvons considérer que la réflexion du mode est indifférente à la présence ou non du "taper". Ces résultats de simulation confirment donc l'utilité d'un "taper" d'adaptation de mode pour diminuer les pénalités de transmission à la jonction actif-passif. La section de phase sera donc conçue avec une largeur variable afin d'améliorer le couplage entre les sections active et passive, comme le montre le schéma donné par la figure 3.10.



(a) (b)

FIG. 3.9 – Impact d'un "taper" d'adaptation de mode sur les coefficients (a) de transmission et (b) de réflexion en fonction la largeur du guide de Bragg.

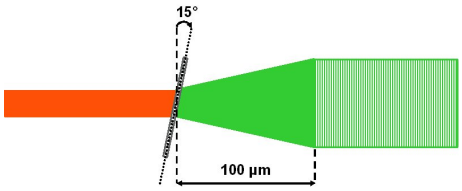


FIG. 3.10 – Description schématique d'un "taper" de transition pour l'adaptation de mode entre sections active et passive.

Taper de sortie

Le principe de ce "taper" est d'augmenter la taille du mode en sortie du guide actif afin de diminuer l'angle de divergence du faisceau en espace libre, ce qui permet d'obtenir un couplage par fibre plus confortable. En effet, la taille d'un mode optique se propageant dans un guide d'onde est relative au confinement de ce même mode dans le guide. En l'occurrence, plus un mode est confiné dans un guide, plus sa taille est petite et plus l'angle de divergence du faisceau en sortie sera grand. Or, pour développer les interactions non linéaires entre modes longitudinaux du laser DBR, nous avons choisi des structures avec fort confinement du mode dans la couche active ce qui est défavorable du point de vue de la divergence du faisceau optique en sortie, et donc du couplage optique. Pour tenter d'y remédier, nous avons la possibilité de placer un "taper" de sortie au bout de la zone active grâce auquel le mode sera déconfiné. Nous ne pouvons cependant pas augmenter la largeur du ruban sous peine d'obtenir une propagation multimode transverse. Par conséquent, nous choisissons, comme le montre le schéma donné par la figure 3.11, de réduire la largeur du guide jusqu'à la limite imposée par la technologie, c'est à dire $0,2$ à $0,3$ μm.

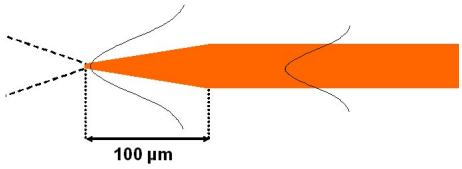


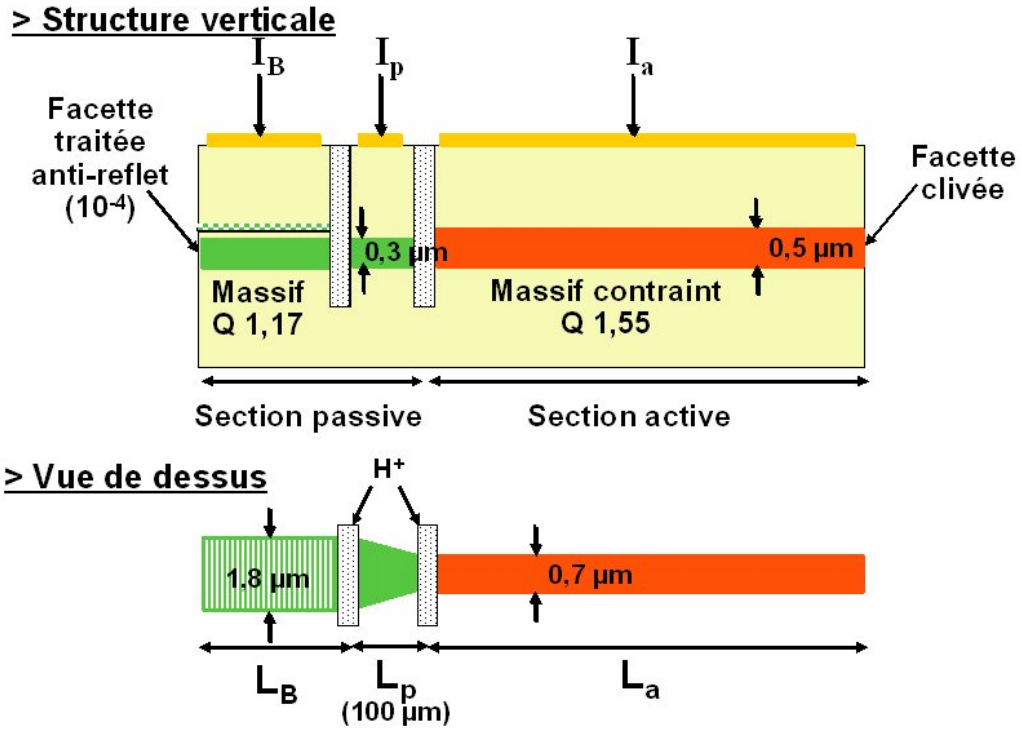
FIG. 3.11 – Description schématique d'un "taper" de sortie de la section active pour diminuer la divergence du mode.

3.2.6 Synthèse

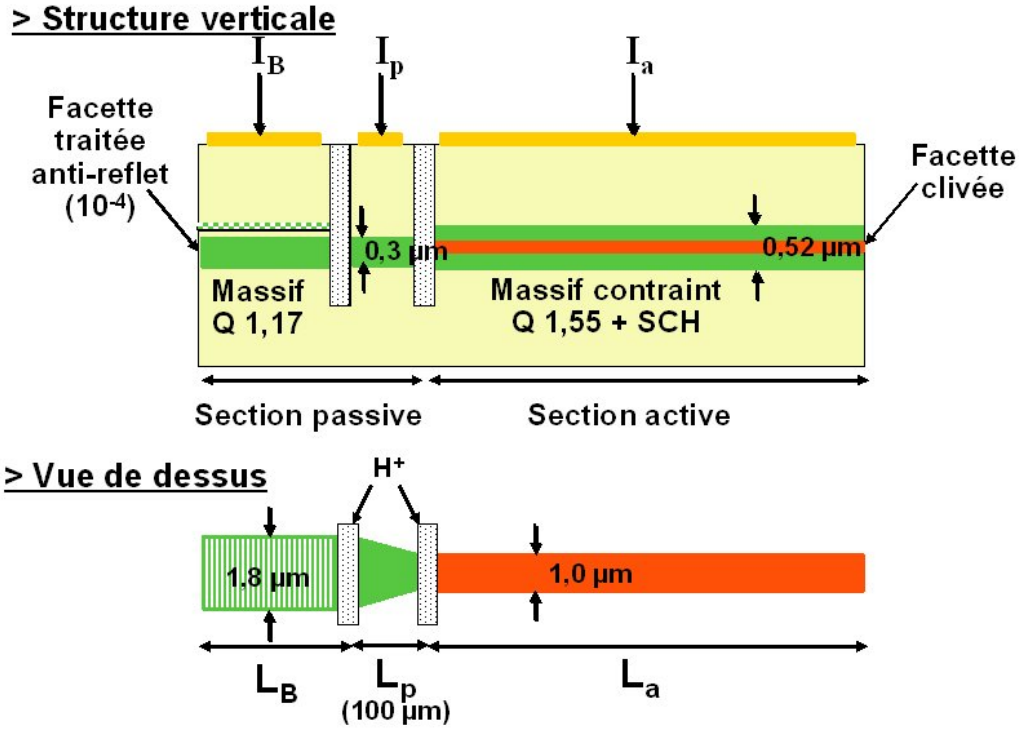
En résumé, nous avons déterminé les structures vericale (épaisseur des couches, choix des matériaux quaternaires) et horizontale (largeur de rubans, utilisation de "tapers") nécessaires à la réalisation technologique des lasers DBR. Les figures 3.12(a) et 3.12(b) rappellent schématiquement les principales caractéristiques des lasers DBR développés pour la génération de signaux autopulsants à 40 GHz. Deux structures de la zone active ont été conçues (cf. tableau 3.1) pour obtenir un milieu actif insensible à la polarisation, l'une avec un confinement modal proche de 75 %, et l'autre avec un confinement modal plus faible d'environ 20 % basée sur l'emploi de SCH. Ensuite une structure unique de la zone passive (cf. tableau 3.3) a été déterminée pour obtenir les propriétés souhaitées du miroir de Bragg. L'utilisation d'un "taper" de transition a également été décidée pour améliorer le couplage au niveau de la jonction actif-passif. Enfin, un "taper" de sortie de guide actif sera placée sur la moitié des lasers DBR pour tenter de diminuer la divergence du mode et faciliter le couplage optique par fibre.

3.3 Description de la procédure de fabrication des lasers DBR autopulsants

La participation active à l'ensemble du processus technologique a permis d'acquérir une connaissance approfondie des principales caractéristiques des lasers DBR réalisés, conduisant à une meilleure compréhension d'éventuelles imperfections pouvant être observées lors des étapes de caractérisation. Ce paragraphe, basé sur la description du processus technologique, décrit donc de manière succinte l'enchainement des différentes étapes technologiques mises en place pour la réalisation des lasers DBR autopulsants.



(a)



(b)

Fig. 3.12 – Schéma des caractéristiques principales des lasers DBR conçues pour l'autopulsation pour les deux structures actives étudiées : a) sans SCH, et b) avec SCH.

3.3.1 Plaques de base

L'ensemble de la procédure technologique est mené à partir de plaques de base d'un diamètre de 2 *pouces* sur une plaque d'InP <100>. La couche active (composée d'InGaAsP) des lasers DBR étant une structure massive contrainte, sa réalisation par GSMBE (Gas Source Molecular Beam Etching) nécessite de démarrer la procédure à partir de plaques de base contenant les structures verticales de la section active. Etant donné la différence de confinement modal des deux structures conçues (cf. tableau 3.1), un décalage du pic de photoluminescence des plaques de base a été introduit. En effet, il existe une relation empirique reliant le confinement optique de la structure active, la longueur de la section et le déplacement du pic de gain au seuil vis à vis du pic de photoluminescence. Pour une longueur donnée de la section active, plus le confinement modal de la structure est grand, plus le déplacement du pic de gain au seuil vis à vis du pic de photoluminescence est faible. Les caractéristiques des plaques de base pour les deux structures étudiées sont récapitulées dans le tableau 3.5. Ce tableau montre clairement la différence de pic de photoluminescence entre les deux structures. Nous pouvons noter ici que les lasers DBR autorisent une certaine souplesse vis à vis du positionnement du pic de gain au seuil de la zone active, car seule la longueur d'onde de Bragg détermine le pic de gain du laser. Néanmoins, il est préfèrable de rapprocher le plus possible la longueur d'onde de Bragg de ce pic de gain pour diminuer le gain au seuil du laser.

Caractéristiques	Pic de photoluminescence (nm)	Contrainte %	Γ_{opt} %
Structure sans SCH	1545	0,035	~ 75
Structure avec SCH	1610	0,15	~ 20

TAB. 3.5: Caractéristiques des plaques de base épitaxiées par GSMBE.

3.3.2 Formation de la section passive par la technique "butt-joint"

La technique "butt-joint" consiste à creuser un caisson par gravure ionique, dans lequel une recroissance épitaxiale de la structure passive est possible. Cette technique est schématisée par la figure 3.13. Après avoir déposé une épaisseur importante de diélectrique ($\sim 600\ nm$ de SiO_2), le masque de silice est défini par lithographie ($UV400$) puis gravure ionique de type RIE (CHF_3). L'inclinaison du plan de gravure d'un angle de 15° évoquée au paragraphe 3.2.5 est prise en compte sur ce masque pour diminuer les réflexions parasites au niveau du "butt-joint". Une nouvelle gravure RIE (CH_4/H_2) permet ensuite de graver le caisson désiré et la hauteur de marche de celui-ci est contrôlée précisément par l'intermédiaire d'un suivi interférométrique. Cette gravure sèche génèrant un fond de gravure perturbé, une micro-gravure chimique est réalisée avec une solution à base de

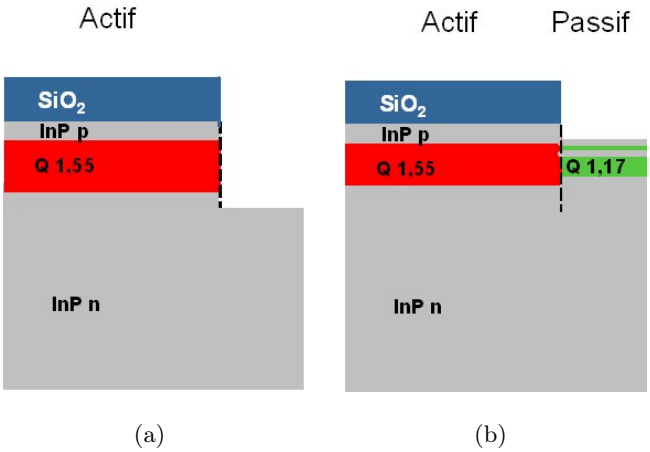


FIG. 3.13 – Schématisation de la technique "butt-joint" pour former la section passive : a) Gravure ionique du caisson, et b) Reprise d'épitaxie correspondant à la structure verticale de la section passive (cf. tableau 3.2).

brome afin de restaurer cette surface. La plaque subit alors une reprise d'épitaxie toujours par GSMBE à partir de laquelle sont déposées les différentes couches de la section passive, à savoir la couche guidante Q 1,17 en InGaAsP, la couche "spacer", la couche réseau, ainsi qu'une fine couche d'InP_p nécessaire à la réalisation des réseaux de Bragg. La difficulté de cette reprise réside dans la précision d'alignement vertical entre guides passif et actif le long du flanc de gravure. Un exemple de reprise "butt-joint" pour les lasers DBR est montré sur la figure 3.14.

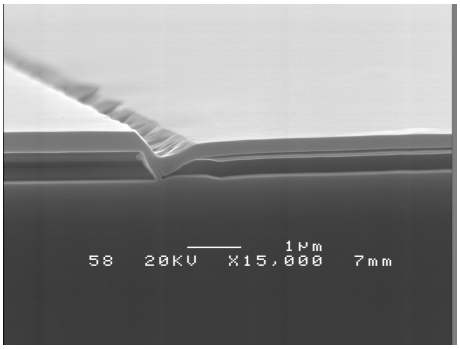


FIG. 3.14 – Image d'une transition "butt-joint" pour la réalisation de lasers DBR obtenue par MEB (Microscope Electronique à Balayage).

3.3.3 Réalisation des réseaux de Bragg

La réalisation des réseaux de Bragg, représentée schématiquement figure 3.15, est obtenue par insolation holographique localisée. Pour cela, une insolation holographique pleine plaque est d'abord

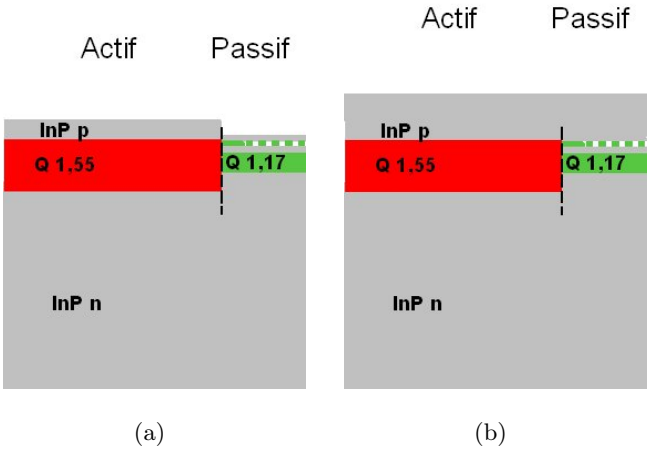


FIG. 3.15 – Schématisation de l'implantation des réseaux de Bragg par insolation holographique localisée.

effectuée avec le pas évalué au paragraphe 3.2.3, puis une sur-insolation par lithographie ($UV400$) des sections active et de phase permet une localisation des zones insolées par holographie au niveau de la section de Bragg. Le réseau peut alors être réalisé par gravure chimique au Brome comme

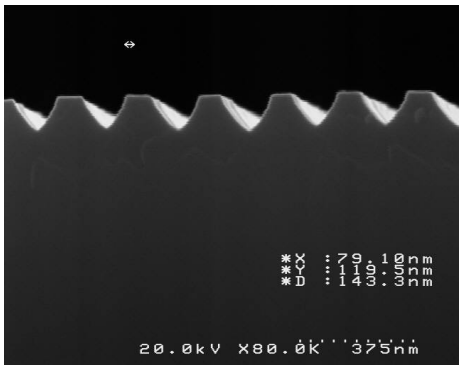


FIG. 3.16 – Image MEB de la gravure d'un réseau de Bragg localisé avant rebouchage d'InP_p.

le montre la figure 3.16. Le rebouchage du réseau par InP_p nécessite ensuite une nouvelle reprise d'épitaxie par GSMBE. Nous pouvons constater à partir de cette figure que la variation géométrique d'indice du réseau de Bragg est proche d'une variation sinusoïsale, c'est pourquoi les expressions théoriques rappelées au paragraphe 3.1.1 peuvent être utilisées en bonne approximation.

3.3.4 Gravure des rubans et rebouchage BRS

L'étape de gravure des rubans et du rebouchage BRS est une étape délicate du processus de fabrication, d'autant plus que nous souhaitons réaliser des "tapers" de largeur finale $\sim 0,2\ \mu m$. Cette étape est schématisée figure 3.17, sur laquelle les flancs de gravure sont représentés droits. En

réalité, il est difficile de réaliser des flancs parfaitement droits, tant au niveau de la lithographie que de la gravure ionique. C'est pourquoi une surcôte de $0,1\ \mu m$ a été implémentée sur le masque de lithographie pour tenir compte de la réduction des flancs, de manière à obtenir les côtes souhaitées sur la plaque pour garantir les propriétés de confinement et de monomodalité transverse étudiées dans la section 3.2.

Après avoir déposé une couche de diélectrique ($\sim 300\ nm$ de SiN), les motifs du masque décrivant

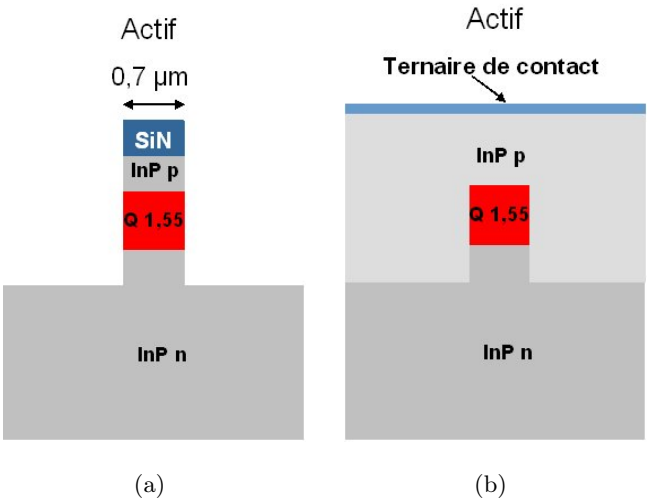


FIG. 3.17 – Schématisation de l'étape de gravure des rubans et du rebouchage BRS.

les rubans sont transférés sur ce diélectrique par lithographie et gravure RIE (CF_4). Contrairement aux étapes précédentes, une plus grande précision est requise pour reporter le masque sur la résine photosensible c'est pourquoi nous utilisons une lithographie en UV 240 nm. Le masque de diélectrique sert ensuite à la gravure RIE des rubans (CH_4/H_2). Le suivi interférométrique permet d'interrompre la gravure quelques 200 nm en-dessous de la zone active. Enfin, après retrait du diélectrique, la plaque subit une nouvelle reprise d'épitaxie. Cette reprise, effectuée par MOVPE (Molecular Organic Vapor Phase Etching) est qualifiée de rebouchage BRS et consiste à recouvrir les rubans d'InP dopé p sur une hauteur de 3 μm (cf. figure 3.18), auquel se superpose un ternaire (InGaAs) de contact. La détermination des dopages lors de cette reprise est critique puisqu'elle conditionne les propriétés électrique des lasers.

3.3.5 Clôture du processus technologique

La métallisation est l'étape consistant à déposer des couches de contact ohmique (Platine et Or). La définition des électrodes est réalisée par la technique du "lift-off". Le dépôt pleine plaque d'une résine non photosensible et d'une résine négative aboutit après insolation lithographique (UV400) à la formation d'une casquette aux inter-électrodes. Après dépôt des couches de contact ohmique,

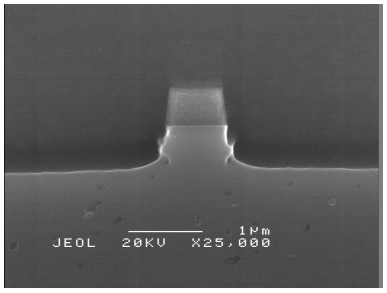


FIG. 3.18 – Image MEB du rebouchage BRS d'un ruban actif correspondant à la structure verticale sans SCH.

l'existence de cette casquette permet la suppression de ces couches le long des inter-électrodes par simple décollement de la résine. L'isolation électrique des électrodes ($\sim$ 1 MΩ) ainsi que des rubans se fait ensuite par l'étape d'implantation. Cette dernière, qui consiste à bombarder de protons les zones isolantes, n'est pas réalisée en totalité au sein du laboratoire. Seule l'insolation de la résine de masquage y est réalisée, avant de sous-traiter l'implantation des plaques en précisant les énergies d'activation à employer. Pour achever la séparation des électrodes, il est nécessaire de procéder à la gravure chimique du ternaire de contact car ce dernier n'a pas été retiré par "lift-off". Le résultat

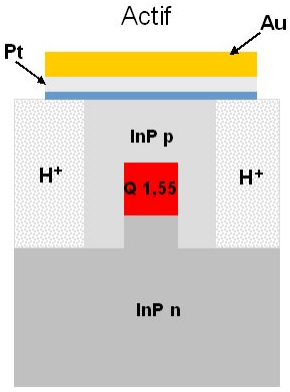


FIG. 3.19 – Description schématique du résultat des étapes de métallisation, implantation et séparation d'électrodes.

de ces trois étapes est représenté schématiquement figure 3.19.
Les plaques en cours peuvent ensuite être amincies par polissage au Brome/Méthanol de la face arrière jusqu'à atteindre une épaisseur d'une centaine de microns, avant d'y déposer les couches de contact ohmique en face arrière à savoir la superposition de Titane, Platine et Or. La procédure technologique achevée, il est nécessaire de procéder au clivage et au montage sur embase des composants des plaques. Les caractérisations expérimentales de ces composants seront étudiées au chapitre 4.

3.4 Conclusion

Ce chapitre donne donc une présentation synthétique des principes de fonctionnement et des propriétés des lasers à réflecteur de Bragg distribué, qui sont utiles au développement d'une technologie visant à la fabrication de lasers DBR autopulsants. Ces propriétés permettent en particulier la définition de la section passive et des paramètres du réseau de Bragg, à savoir le pas du réseau et son coefficient de couplage. Ensuite, la prise en compte d'autres propriétés telles que le renforcement des effets non linéaires et l'insensibilité à la polarisation d'un signal incident a guidé les démarches de conception de la section active et conduit à la définition de deux structures verticales insensibles à la polarisation ayant des facteurs de confinement diffèrents (75% et 20%). Enfin, la jonction des sections active et passive nécessite la définition et l'utilisation de "taper" de couplage. Par conséquent, tous ces éléments ont permis le développement du codage des masques de lithographie et le lancement des procédures technologiques, explicitées brièvement dans ce chapitre, pour la réalisation de plaques fournissant des lasers DBR pour la génération de l'autopulsation.

Bibliographie

[1] A. Yariv, "Optical electronics in modern communications", 5me *édition, Oxford University Press*, Oxford, 1997.

[2] S. L. McCall and P. M. Platzman, "An optimized $\pi/2$ distributed feedback laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21, pp. 1899-1904, 1985.

[3] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nde *édition, Van Nostrand Reinhold*, New-York, 1993.

[4] J. Jacquet, "Contribution à l'étude des lasers à semiconducteurs multisections émettant à $1,5$ μm accordables en longueur d'onde", *Mémoire de thèse*, ENST Paris, 1992.

[5] Y. Suematsu, S. Arai and K. Kishino, "Dynamic single mode semiconductor laser with a distributed reflector", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-1, No. 1, 1983.

[6] T. Tanbun-Ek, S. Suzaki, W. Shu Min, Y. Suematsu, F. Koyama and S. Arai, "Static characteristics of 1.5-1.6 μm GaInAsP/InP buried heterostructure butt-joint built-in integrated lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, No. 2, 1984.

[7] K. Utaka, K. I. Kobayashi and Y. Suematsu, "Lasing characteristics of 1.5-1.6 μm GaInAsP/InP integrated Twin-Guide lasers with first order distributed Bragg reflectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-17, No. 5, 1981.

[8] F. Koyama, Y. Suematsu and S. Arai-Tanbun-Ek, "1.5-1.6 μm GaInAsP/InP dynamic single mode (DSM) laser with distributed Bragg reflector", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-19, No. 6, 1983.

[9] J.-Y. Emery, T. Ducellier, M. Bachman, P. Doussière, F. Pommereau, R. Ngo, F. Gaborit, L. Goldstein, G. Lanbe and J. Barrau, "High performance 1.55 μm polarization-insensitive semiconductor optical amplifier based on low-tensile-strained bulk GaInAsP", *Electronics Letters*, Vol. 33, pp. 1083-1084, 1997.

[10] M. Itoh, Y. Shibata, T. Kakitsuka, Y. Kadota and Y. Tohmori, "Polarization-insensitive SOA with a strained bulk active layer for network device application", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 6, pp. 765-767, 2002.

[11] Yablonovitch et Kane, "Band Structure Engineering of Semiconductor Lasers for Optical Communications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 8, pp. 1292-1299, 1988.

[12] Jones et O'Reilly, "Improved Performance Of Long-Wavelength Strained Bulk-Like Semiconductor Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, No. 5, pp. 1344-1354, 1993.

[13] A. P. Bogatov, P. G. Eliseev and B. N. Sverdlov "Anomalous interaction of spectral modes in a semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 7, pp. 510-515, 1975.

[14] K. Sato, "Optical pulse generation using Fabry-Perot lasers under continuous wave operation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 1288-1293, 2003.

[15] C. Gosset, "Etude du mélange à quatre ondes dans des structures semi-conductrices actives pour l'application à la régénération tout-optique", *Mémoire de thèse*, ENST Paris, Décembre 2002.

[16] J. Jacquet et al, "Realization of DBR Lasers for Polarisation-Independent Wavelength-Conversion Applications", *in Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 1996.

Chapitre 4

Caractérisation des lasers DBR autopulsants en régime de blocage de modes

Ce chapitre a pour but de présenter les caractéristiques expérimentales des lasers DBR autopulsants en régime de blocage de modes, aussi bien pour des structures actives massives que pour des structures à puits quantiques. En premier lieu, le comportement de ces lasers est examiné de manière systématique afin de comprendre le rôle des effets plasma et thermiques accompagnant l'injection de courant sur l'évolution de la fréquence d'autopulsation générée par le blocage de modes. Ensuite, l'impact du confinement modal sur le renforcement du mélange à quatre ondes est étudié par comparaison des différentes structures actives des lasers DBR caractérisés. De plus, les prédictions et discussions présentées au chapitre de modélisation 2, à savoir la corrélation des phases et la saturation du gain par le mode dominant, sont étudiées expérimentalement par comparaison des largeurs de raie des modes optiques, obtenues par filtrage et technique hétérodyne, avec la largeur spectrale à mi-hauteur caractérisant le signal micro-onde généré par les lasers DBR AP à modes bloqués. Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation de lasers autopulsants à base de boîtes quantiques présentant des propriétés spectrales remarquables.

4.1 Dispositif expérimental

Le schéma de la manipulation de caractérisation fonctionnelle de l'autopulsation (AP) est donné par la figure 4.1. L'intensité optique émise par le laser est couplée à une fibre lentillée suivie d'un isolateur ($>$ 70 dB) pour éviter les effets de rétroaction, puis est envoyée sucessivement sur un puissance-mètre, un analyseur de spectre optique (ASO) et un analyseur de spectre électrique (ASE)

précédé d'une photodiode rapide de bande passante 50 GHz. Les mesures décrites dans ce chapitre ont été effectuées, sauf indication contraire, avec une régulation en température de 20^oC.

Comme nous avons pu le rappeler au chapitre 3, les lasers DBR à semi-conducteurs conçus pour

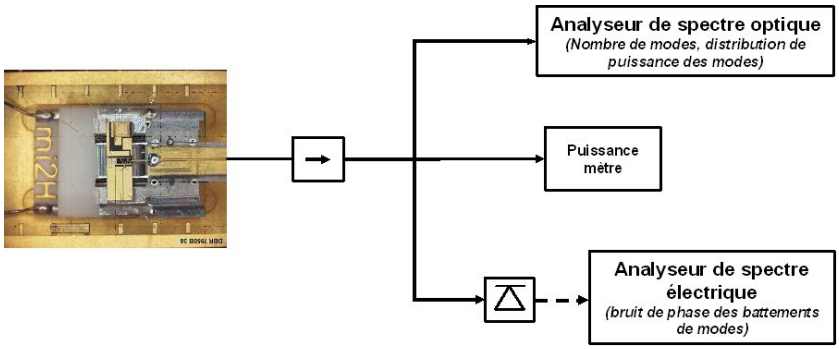


FIG. 4.1 – Schéma de manipulation pour la caractérisation fonctionnelle de l'autopulsation.

la génération de porteuses optiques par battements de modes sont typiquement constitués de trois sections : active, phase et Bragg. La particularité de ces lasers DBR, en comparaison avec les lasers DBR accordables, est la nécessité de fonctionner en régime multimode longitudinal. C'est la raison pour laquelle l'ensemble des lasers DBR étudiés dans cette thèse possèdent, comme le montre la figure 4.2, une section de Bragg courte de l'ordre de 150 μm pour s'assurer de l'existence d'au moins trois modes logitudinaux dans la cavité. Les facettes de sortie de ces lasers DBR sont clivées du côté de la zone active et traitées anti-reflet ($R \sim 10^{-4}$) du côté de la section de Bragg. Ensuite, la section de phase étant seulement destinée à l'adaptation de modes entre guides actif et passif, elle ne sera pas alimentée en courant dans nos expériences. Les courants d'injection dans les sections active et Bragg sont respectivement nommés courant actif et courant de Bragg.

4.2 Lasers DBR à puits quantiques

Les lasers DBR à multi-puits quantiques ont été réalisés dans le cadre d'une étude sur les sources accordables. Bien que n'étant pas destinés pour la génération de signaux micro-ondes, ces lasers montrent d'assez bonnes dispositions pour la génération de signaux optiques micro-ondes lorsque la section de Bragg est choisie suffisament courte pour permettre un fonctionnement multimode. De plus, leur caractérisation nous a permis de nous familiariser avec le banc de mesure et d'effectuer les réglages nécessaires à nos manipulations (positionnement de la fibre lentillée, mise en place de l'appareillage adéquate). Contrairement aux plaques réalisées durant cette thèse, la section active, longue de 900 μm, est constituée de six puits quantiques et de cinq barrières d'épaisseurs respectives 8 nm et 10 nm, entourées par deux couches guidantes SCH d'épaisseur 200 nm. La largeur du guide actif de $1,5$ μm a été choisie pour assurer un comportement monomode transverse du champ

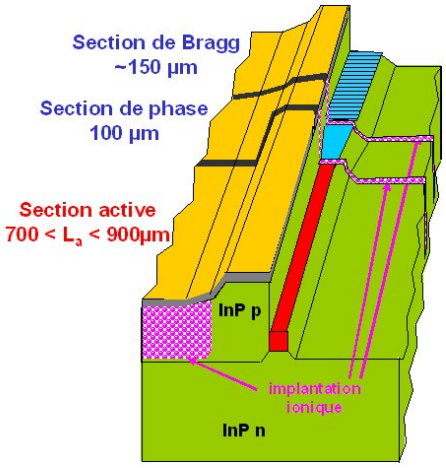
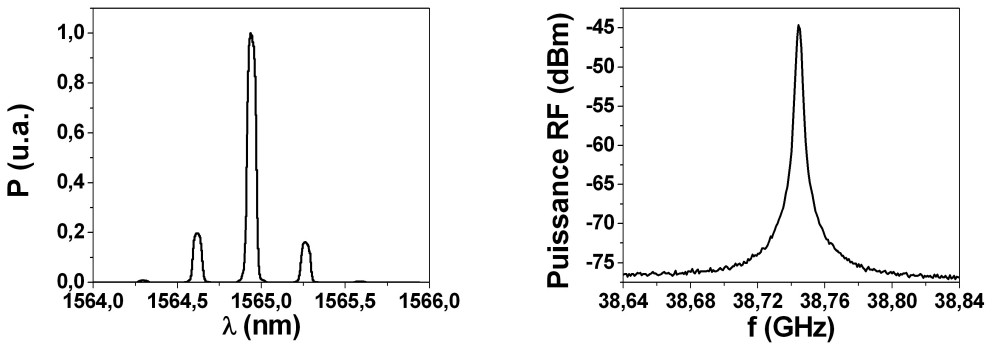


FIG. 4.2 – Schéma d'un laser DBR typique pour la génération d'ondes millimètriques optiques vers 40 GHz.

électrique. La figure 4.3(a) montre un exemple typique de spectre optique multimode émis par ce type de laser, montrant un fonctionnement avec trois modes dominants longitudinaux séparés d'environ $0,33\ nm$, la résolution étant fixée à $0,07\ nm$. Le battement entre ces trois modes génère un signal micro-ondes dont le spectre du photocourant observé sur l'analyseur de spectre électrique est présenté figure 4.3(b), pour une résolution de 100 kHz. Cette figure montre un spectre du photocourant de

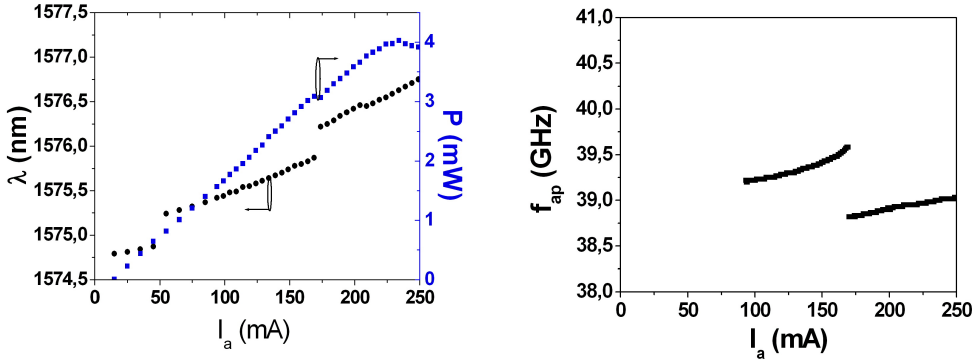


(a) (b)

FIG. 4.3 – Exemples de spectres a) optique et b) électrique mesurés pour un courant actif de 200 mA et un courant de Bragg de 36 mA.

forme lorentzienne centré sur une fréquence proche de 39 GHz. Cette fréquence d'AP correspond à l'intervalle spectral de $0,33\ nm$ entre modes longitudinaux mesuré sur la figure 4.3(a). La largeur spectrale à mi-hauteur est inférieure au MHz. De manière générale, l'AP générée par les lasers à puits quantiques présente des largeurs spectrales comprises entre 200 et 500 kHz [3, 4].

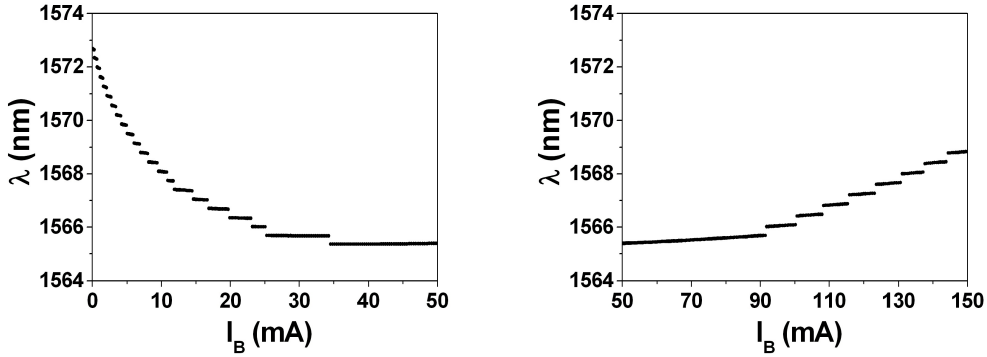
A partir de ces lasers DBR, nous avons effectué une caractérisation détaillée de l'évolution des différentes grandeurs que sont la puissance optique, la longueur d'onde et la fréquence d'AP. La figure 4.4(a) montre tout d'abord les évolutions de la puissance totale couplée et de la longueur d'onde du mode dominant en fonction du courant actif, la section de Bragg n'étant pas alimentée. Le courant de seuil est de 15 mA et la saturation de la puissance due aux effets thermiques se produit vers 225 mA. On peut également observer que, due à la dépendance de l'indice vis à vis de la température, la longueur d'onde du mode dominant se déplace vers le rouge lorsque le courant actif augmente. Les sauts de modes dominants observés sur cette figure à 50 et 170 mA se font vers des longueurs d'onde plus grandes, ce qui suggère une augmentation plus rapide de la longueur d'onde de Bragg que celle des modes, due aux effets thermiques produits par le courant actif dans la section de Bragg [1]. L'évolution de la fréquence d'AP en fonction du courant actif est présenté figure 4.4(b). Nous observons sur cette figure que l'AP se produit pour des courants supérieurs à 100 mA



(a) (b)

FIG. 4.4 – a) Evolutions de la puissance totale couplée et de la longueur d'onde du mode dominant, et b) évolution de la fréquence d'AP, en fonction du courant actif, la section de Bragg n'étant pas alimentée.

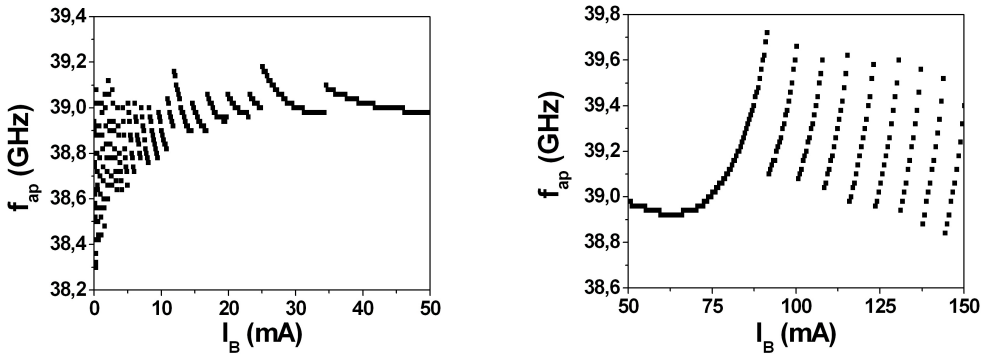
et que la fréquence d'AP croît avec le courant actif. En effet, l'augmentation de la température dans le laser étant suivie d'une augmentation de l'indice de réfraction, la longueur d'onde de Bragg se déplace vers les grandes longueurs d'onde, induisant une dispersion négative de la longueur effective moyenne des deux modes principaux, ayant pour effet, d'après l'équation (3.9) page 50, d'augmenter leur intervalle spectral. Les figures 4.5(a) et 4.5(b) montre ensuite l'évolution de la longueur d'onde du mode dominant en fonction du courant de Bragg, pour un courant actif fixé à 200 mA. Ces figures illustrent clairement le phénomène de sauts de modes dans les lasers DBR, où l'amplitude de chaque saut correspond à l'intervalle spectral entre modes. Sur la figure 4.5(a), les effets thermiques sont négligeables puisque le courant de Bragg est relativement faible. L'augmentation alors rapide de la densité de porteurs dans la région de Bragg conduit à une réduction de l'indice effectif de cette



(a) (b)

FIG. 4.5 – Evolution de la longueur d'onde du mode dominant en fonction du courant de Bragg, pour un courant actif fixé à 200 mA : (a) de 0 à 50 mA, et (b) de 50 à 150 mA.

section, aboutissant à un déplacement "vers le bleu" du mode dominant et à des sauts de modes vers des longueurs d'onde plus courtes. En revanche, sur la figure 4.5(b), nous nous apercevons que les modes sautent vers des longueurs d'onde plus grandes pour des courants de Bragg supérieurs à 50 mA. Ce comportement est attribué au déplacement "vers le rouge" de la longueur d'onde de Bragg à cause de l'augmentation de l'indice effectif due aux effets thermiques. Ces deux types de comportement sont également observables sur les figures 4.6(a) et 4.6(b) décrivant les variations de



(a) (b)

FIG. 4.6 – Evolution de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant de Bragg, pour un courant actif fixé à 200 mA : (a) de 0 à 50 mA, et (b) de 50 à 150 mA.

la fréquence d'AP en fonction du courant de Bragg. Les sauts de la fréquence d'AP correspondent précisément aux occurrences des sauts de modes et, entre deux de ces sauts, la fréquence d'AP augmente sur la figure 4.6(b) et diminue sur la figure 4.6(b). A nouveau, la variation de fréquence d'AP est attribuée à la variation du désaccord entre la longueur d'onde centrale des deux modes

principaux et la longueur d'onde de Bragg.

4.3 Lasers à matériaux massifs et fort confinement (75 %)

4.3.1 Lasers Fabry-Perot

Avant de nous lancer dans la caractérisation des lasers DBR sur cette plaque, nous avons d'abord souhaité étudier des lasers FP issus de cette même plaque. Les lasers FP qui ont été clivés et montés ont des longueurs comprises entre 900 et 950 μm, et sont de deux types différents : les uns possèdent un taper de sortie sur l'une des faces, les autres non. Tout d'abord, l'ensemble des lasers FP étudiés présente un pic de gain situé entre 1525 et 1540 nm, avec un courant de seuil de l'ordre de 50 mA, comme le montrent respectivement la figure 4.7 et les résultats de tri sous pointe du tableau 4.1. Le

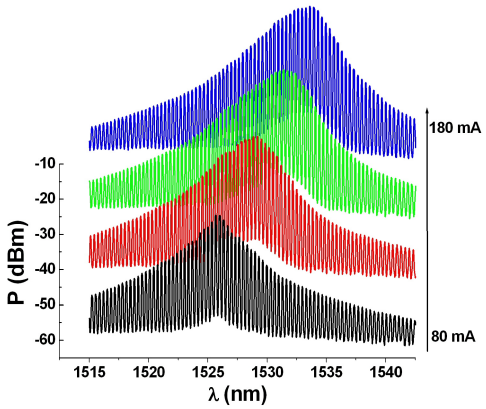


FIG. 4.7 – Evolutions du spectre optique pour un courant actif variant de 80 à 180 mA.

tri sous pointe consiste à déterminer les caractéristiques globales d'un laser, à savoir en particulier s'il possède ou non un effet laser, avant de monter la puce sur une embase. En revanche, il n'est pas destiné à obtenir des informations très précises, puisque le laser est alimenté avec une source impulsionnelle et que la lumière est détectée grâce à une sphère intégratrice.

Nombre de lasers FP	I_{seuil} (mA)	P_{max} (mW)	Rendement (mW/mA)
16	50 ± 3,5	15,9 ± 1,5	0,072 ± 0,005

TAB. 4.1: Résultats du tri sous pointe des lasers Fabry-Perot.

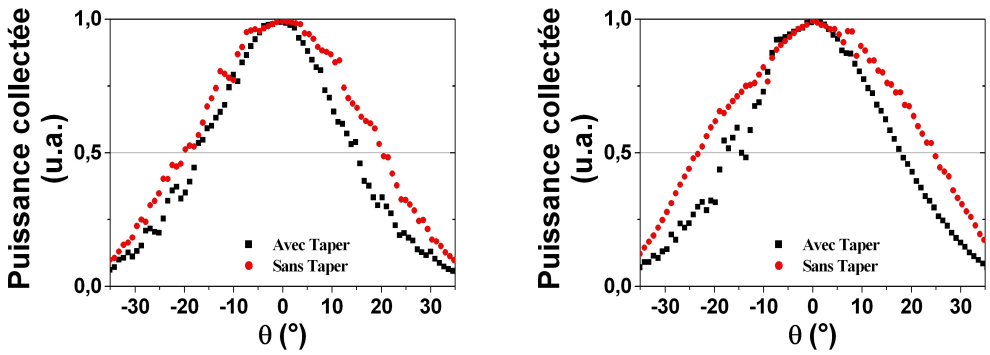
Ensuite, malgré une puissance maximale détectée en tri sous pointe de 16 mW, la puissance optique maximale collectée par couplage d'une fibre lentillée de faible waist n'excède pas 3 dBm, même dans le cas des lasers FP avec taper. Nous avons donc effectué une série de mesures pour

déterminer avec précision les taux de couplage et les angles de divergence de ces lasers. Pour cela, nous avons sélectionné un laser FP avec taper, dont nous avons mesuré sur chaque face la puissance récoltée par une sphère intégrative avec un courant actif de 200 mA. Ensuite, dans les mêmes conditions, nous avons mesuré la puissance maximale couplée dans la fibre lentillée, afin de déterminer les pertes de couplage, comme le montre le tableau 4.2. Les taux de couplage obtenus sont bas, ce qui explique pourquoi les puissances collectées lors des caractérisations fonctionnelles étaient faibles. Nous constatons également que le taper permet réellement d'augmenter le taux de couplage, mais cette augmentation est très inférieure à celle espérée.

Face du laser FP	P couplée (dBm)		Pertes (dB)	Taux de couplage (%)
	Sphère	Fibre		
Avec taper	9,6	3,2	6,4	22
Sans taper	9,1	1,3	7,8	16

TAB. 4.2: Taux de couplage des lasers Fabry-Perot avec ou sans taper.

Afin de vérifier la pertinence de ces mesures, nous avons ensuite effectué une mesure de la divergence de ce même laser. Les figures 4.8(a) et 4.8(b) montrent la comparaison de la divergence obtenue sur chaque face (c'est-à-dire avec ou sans taper) dans les directions horizontale puis verticale.



(a) (b)

FIG. 4.8 – Divergence obtenue sur chaque face (c'est-à-dire avec ou sans taper) dans les directions a) horizontale et b) verticale.

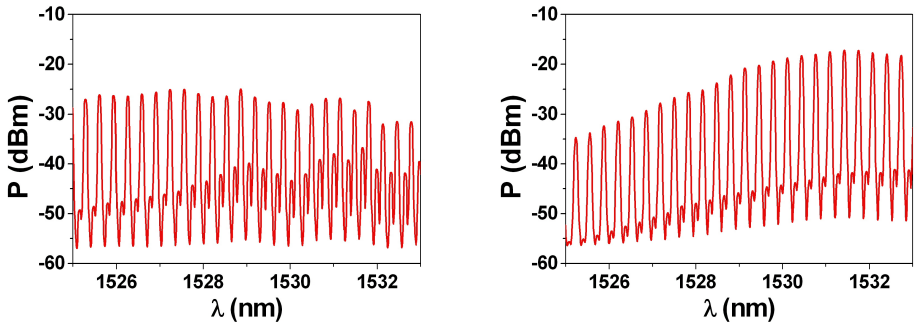
Ces mesures nous ont permis de déterminer les angles de divergence à mi-hauteur ainsi que les tailles du waist associées à chaque face, comme le montre le tableau 4.3. Nous pouvons ainsi constater que, même en présence du taper, l'angle de divergence à mi-hauteur dépasse dans les deux directions les 30°, qui est communément considéré comme l'angle maximal permettant d'avoir un taux de couplage

confortable. Par conséquent, nous en déduisons que les dimensions de notre guide actif, conçues pour un fort confinement et une insensibilité à la polarisation, sont très critiques vis à vis du couplage. La structure du guide actif des lasers DBR étant identique à celle des lasers FP, ces résultats sont également valables pour ces derniers. C'est pourquoi nous avons décidé par la suite de coupler les lasers DBR par la face traitée anti-reflet de la section de Bragg, dont le taux de couplage s'avère meilleur du fait du déconfinement opérée par cette section.

Face du laser FP	Angle à mi-hauteur (^{o})		Waist (μm)	
	Horizontal	Vertical	Horizontal	Vertical
Avec taper	33,2	36,5	1,9	1,85
Sans taper	40,1	48,2	1,8	1,71

TAB. 4.3: Divergence des lasers Fabry-Perot avec ou sans taper.

Par ailleurs, l'étude des lasers FP sans taper de sortie a révélé que ceux-ci ne génèrent pas de signal d'AP et montrent un spectre optique étrange, ressemblant à la superposition décalée de deux spectres optiques. L'explication est en fait que ces lasers, conçus pour être insensibles à la polarisation TE/TM, émettent à la fois en mode TE et en mode TM. Les indices étant légèrement différents pour ces modes, leurs ISL diffèrent également ce qui implique qu'il ne peut pas y avoir une superposition parfaite entre les deux spectres d'émission. Les lasers FP avec taper de sortie ont montré quant à eux les mêmes caractéristiques que les précédents jusqu'à un courant de l'ordre de 150 mA. Au delà, nous avons pu observer très nettement la disparition des modes TE accompagnée de l'apparition de l'AP. Ce comportement très régulier pour tous les lasers avec taper étudiés est illustré par les



(a) (b)

FIG. 4.9 – Compétition entre modes TE et modes TM pour des courants de (a) 130 mA, et (b) 200 mA.

figures 4.9(a) et 4.9(b), et s'explique par la présence du taper qui diminue en fait le rapport des confinements TE & TM, aboutissant à un gain modal TM supérieur au gain modal TE. Cet effet imprévu des tapers de sortie implique qu'ils ne seront pas utilisables pour l'étude des lasers DBR, et par conséquent, seuls les lasers DBR à guide actif droit seront caractérisés dans le paragraphe suivant.

4.3.2 Lasers DBR

L'ensemble des lasers DBR étudiés dans ce paragraphe possède une section de Bragg d'environ 150 μm pour qu'ils fonctionnent en régime multimode et une longueur de section active variant entre 740 et 840 μm. Les lasers DBR résultants, clivés en face avant (section active) et traités anti-reflet en face arrière (section de Bragg), ont des longueurs totales d'environ 1 mm dans le but d'obtenir des fréquences d'AP le plus proche possible des fréquences normalisées des systèmes de transmission à $39,82$ et $42,67$ GHz. Le tableau 4.4 dresse le bilan du tri sous pointe effectué sur ces lasers du côté de la section active. Le courant de seuil pour l'ensemble des lasers se situe aux alentours de 35 mA, et la puissance maximale recueillie est très faible, puisqu'inférieure à 4 mW. Par comparaison avec le résultat de tri sous pointe obtenus pour les lasers FP, ce résultat indique que les pertes de couplage actif-passif sont importantes, et donc probablement dues à un mauvais alignement des guides actif et passif.

Nombre de lasers FP	I_{seuil} (mA)	P_{max} (mW)	Rendement (mW/mA)
32	35,6 ± 4,1	3,7 ± 0,5	0,03 ± 0,009

TAB. 4.4: Résultats du tri sous pointe des lasers Fabry-Perot.

La figure 4.10 présente un spectre optique obtenu pour un courant actif de 100 mA, la section de Bragg n'étant pas alimentée. D'une part, cette figure est représentative de l'ensemble des lasers DBR mesurés pour lesquels la longueur d'onde principale du spectre se situe au voisinage de 1522 nm. La longueur d'onde de Bragg du réseau est donc décalée d'environ 20 nm par rapport à celle qui était visée, à savoir 1540 nm, ce qui peut s'expliquer par le fait que nous avons surestimé l'indice effectif de la section passive (3,24 au lieu de 3,20). Cette surestimation est d'autant plus conséquente que le laser émet donc en limite de bande C, ce qui rend les amplificateurs EDFA inutilisables ; nous aurons donc recours à des amplificateurs de type SOA lors d'applications système. D'autre part, nous pouvons constater sur cette figure la coexistence de différents modes longitudinaux vers 1520 nm. Conformément aux résultats obtenus pour les lasers FP, et compte tenu de la propriété d'insensibilité à la polarisation que nous avons confèrée à la couche active, nous souhaitons vérifier l'hypothèse

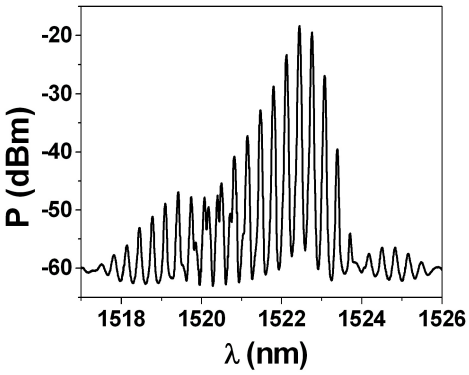


FIG. 4.10 – Exemple de spectre optique mesuré pour un courant actif de 120 mA sur les lasers DBR massifs.

formulée au paragraphe précédent supposant l'existence simultanée des modes TE et TM au sein de nos lasers. Pour ce faire, nous avons utilisé un laser DBR dont nous avons observé les modifications du spectre optique, pour différents courants injectés dans la section active, par l'intermédiaire d'un cube séparateur de polarisation. Cet objet permet la séparation des polarisations TE et TM avec un facteur de qualité de 1/1000, soit un rejet de 30 dB. La manipulation consiste donc à régler la polarisation d'entrée dans le cube séparateur à l'aide du contrôleur de polarisation de sorte que les polarisations TE et TM soit maximales sur chaque bras, comme le montre le schéma de la figure 4.11. La figure 4.12 donne le résultat de la décomposition en polarisation TE et TM du spectre optique de la figure 4.10 correspondant à une injection de 120 mA dans la section active du composant. Il

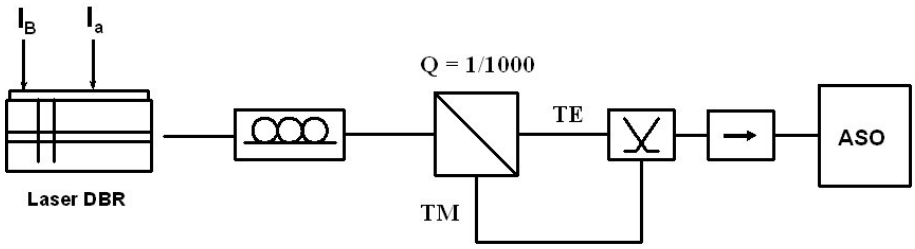


FIG. 4.11 – Schéma de manipulation visant à démontrer la coexistence des modes optiques en polarisation TE et TM.

apparaît clairement sur cette figure la coexistence des modes polarisés TE et des modes polarisés TM. En effet, nous pouvons distinguer une quasi-superposition des modes TE et TM vers 1520 nm conduisant à la déformation du spectre optique observée sur la figure 4.10. Contrairement aux lasers FP, les lasers DBR opèrent une séparation des modes optiques TE et TM. Ceci est dû au fait que les indices effectifs vus par les modes TE et TM sont différents, ce qui a pour conséquence directe de

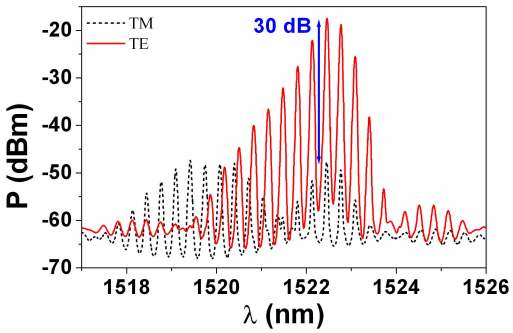
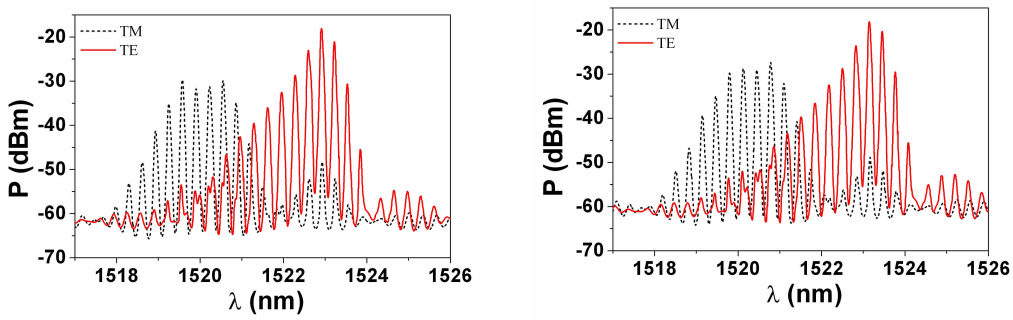


FIG. 4.12 – Décomposition du spectre optique selon les polarisations TE et TM pour un courant injecté de 120 mA.

faire varier la longueur d'onde du réseau de Bragg suivant les deux polarisations. De cette manière, le réseau de Bragg se comporte tel un filtre passe bande autour de deux longueurs de Bragg différentes, l'une pour les modes TE et l'autre pour les modes TM. Nous pouvons également vérifier sur la figure 4.12 que le facteur de qualité du cube séparateur de polarisation est bien 1/1000, puisque le mode principal TE, dont la puissance est 40 dB supérieure à celle des modes TM, réapparaît parmi les modes TM avec une réduction de puissance de 30 dB. Nous avons donc poursuivi l'expérience en augmentant le courant de la section active de 60 mA en 60 mA. Les résultats obtenus après visualisation sur analyseur de spectre optique sont donnés par les figures 4.13(a) et 4.13(b). La succession de



(a) (b)

FIG. 4.13 – Décomposition du spectre optique selon les polarisations TE et TM pour des courants injectés de a) 180 mA et b) 240 mA.

ces figures nous permet de constater aisément que l'augmentation du courant d'injection conduit très nettement à l'accroissement des modes TM vis à vis des modes TE. Bien que nous ne sachions pas expliquer avec certitude les causes de cet effet (probablement dû à l'échauffement du composant), il est intéressant de constater que les modes TM ne sont plus négligeables vis à vis des modes TE

au delà de 200 mA, alors qu'il l'étaient encore à 120 mA. Ceci est à mettre en relation directe avec la caractérisation fonctionnelle obtenue pour les lasers DBR pour laquelle nous avons pu constater que l'AP disparaissaît progressivement pour des courants d'injection dépassant 200 mA. En effet, il semble bien que l'existence de modes TM, devenus non négligeables à ces niveaux d'injection de porteurs, perturbe le processus de verrouillage passif des modes TE. Nous pouvons donc conclure de cette étude que le pouvoir discrimant du réseau de Bragg vis à vis des modes TE et TM n'est pas tout à fait suffisant pour un bon fonctionnement des lasers DBR.

Néanmoins, il s'avère que l'ensemble des lasers testés a permis d'observer la génération de signaux d'AP, c'est-à-dire que ces lasers peuvent être qualifiés de lasers autopulsants. Les lasers DBR réalisés fournissent un signal autopulsant pour une large plage du couple de courants injectés respectivement dans la section active et dans la section de Bragg. La figure 4.14 présente les variations de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR massif. Nous pouvons tout d'abord mettre en évidence le fait que l'AP commence dés que le courant injecté dépasse 50 mA, ce qui représente un niveau d'injection inférieur à deux fois le courant de

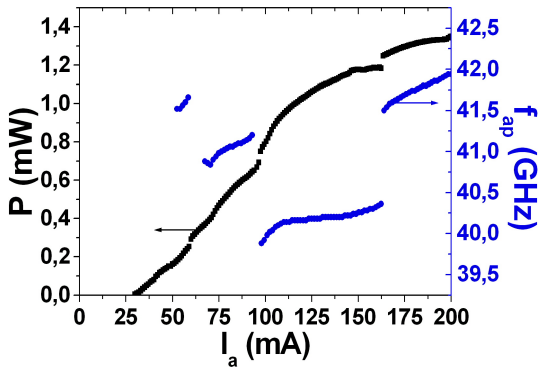
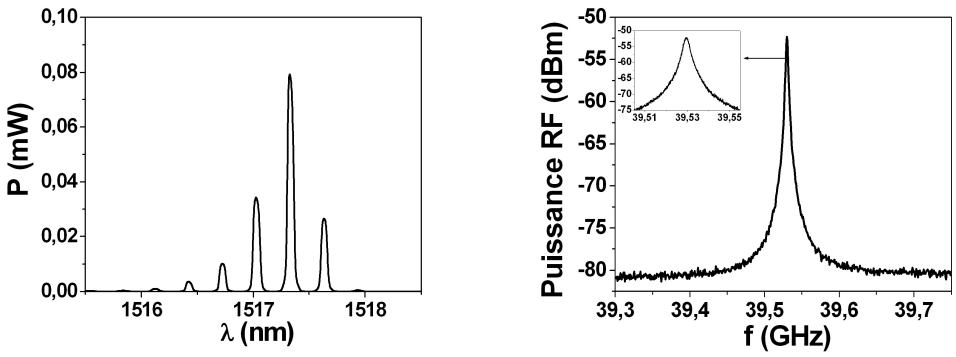


FIG. 4.14 – Caractérisation de l'évolution de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR massif avec fort confinement.

seuil, indiquant un renforcement des effets non linéaires dans ce type de lasers. A titre de comparaison, les figures 4.4(a) et 4.4(b) page 74 précédemment décrites pour les lasers DBR à multi-puits quantiques, dont le confinement dans les puits est de l'ordre de 15 %, montrent que l'AP commence pour un courant actif de 90 mA correspondant à environ six fois le courant de seuil. Ceci implique que la densité de photons intracavité nécessaire à l'apparition du régime de blocage de modes passif soit bien plus élevée pour ces lasers que pour les lasers DBR massif à fort confinement. Une telle comparaison nous permet de démontrer clairement que l'augmentation du facteur de confinement de la structure du laser engendre un accroissement des effets non linéaires et plus particulièrement

du mélange à quatre ondes, engendrant l'apparition du phénomène de blocage de modes passif à de faibles niveaux de puissance. Cependant, une autre conséquence du renforcement des effets non linéaires est l'augmentation des sauts de fréquence, consécutifs à des sauts de modes dominants. En effet, nous pouvons remarquer que trois sauts de fréquence d'AP se produisent pour des courants actifs variant entre 50 et 200 mA, avec des amplitudes d'environ 1 GHz, ce qui ne facilite pas le contrôle des lasers en terme d'accordabilité de la fréquence émise.

La figure 4.15(a) montre un exemple typique de fonctionnement du laser DBR lorsque la section de



(a) (b)

FIG. 4.15 – Spectres typiques a) optique et b) électrique d'un laser DBR pour un courant injecté de 90 mA dans la section active et 30 mA dans la section de Bragg.

Bragg est alimentée en même temps que la section active. La forme asymétrique de ce spectre, déjà évoquée dans le chapitre 2, est la signature des effets non linéaires au sein du laser qui déplacent le maximum de gain net vers les grandes longueurs d'onde. La figure 4.15(b) présente le spectre électrique correspondant du signal d'AP généré, assimilable à une lorentzienne, dont la largeur spectrale à mi-hauteur est de l'ordre de 3 MHz. Nous pouvons constater sur cette même figure que le rapport de puissance entre le pic du signal d'AP et le niveau de bruit atteint 25 dB pour une résolution de 300 kHz. Cependant, cette valeur est fortement dépendante de la puissance d'entrée reçue par la photodiode précédant l'analyseur de spectre électrique. C'est pourquoi, à l'instar de l'expression du bruit relatif d'intensité (Relative Intensity Noise : RIN) pour l'étude du bruit des lasers, nous choisissons de normaliser la puissance RF du pic d'AP par la puissance optique moyenne en introduisant le terme d'intensité relative d'auto-pulsation (Relative Intensity of Self-Pulsation : RISP) défini comme suit :

$$RISP = \frac{S_I(\nu_{ap})}{< P >^2} \tag{4.1}$$

où $S_I(\nu_{ap})$ représente la densité spectrale moyenne de puissance à la fréquence d'AP (dB/Hz) du signal, et $<$ P $>$ la puissance optique moyenne du signal. La figure 4.16 présente les évolutions du

RISP et de la largeur spectrale à mi-hauteur du signal d'AP pour un courant de Bragg variable, le courant de la section active étant maintenu à 90 mA. Cette figure montre que le RISP obtenu est

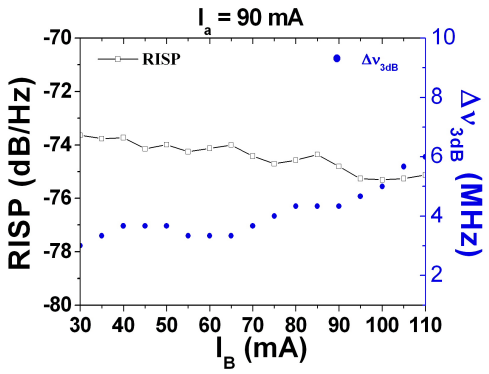


FIG. 4.16 – Evolutions du RISP et de la largeur spectrale à mi-hauteur du signal d'AP pour un courant de Bragg variable, le courant de la section active étant maintenu à 90 mA.

quasi-constant autour de -75 dB/Hz, étant donné que ses variations n'excèdent pas 1 dB/Hz. De plus, sachant qu'une valeur de -115 dB/Hz a été mesurée pour le RIN du même signal à la fréquence des oscillations de relaxation, ces résultats démontrent la qualité du signal d'AP obtenu vis à vis du bruit moyen du laser. D'autre part, nous pouvons constater sur cette même figure que la largeur spectrale du signal d'AP varie peu, bien qu'elle soit en moyenne supérieure à celle mesurée sur la figure 4.15(b). Cet élargissement spectral est principalement dû au bruit introduit par la source de courant alimentant la section Bragg [2].

4.4 Lasers DBR à matériaux massifs et confinement modéré (20 %)

Ce paragraphe est consacré à la caractérisation des lasers DBR massifs dont le confinement optique est de 20 %. La figure 4.17 montre un exemple typique de spectre optique mesuré sur ces lasers. La longueur d'onde centrale du spectre se situe aux alentours de 1550 nm, au centre de la bande C. Nous pouvons également remarquer que l'asymétrie du spectre est moindre en comparaison avec les lasers à fort confinement, ce qui tend à montrer que les effets non linéaires sont moins importants dans cette structure. Cette observation est confirmée par la figure 4.18 qui présente les variations de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR à confinement modéré. Le courant de seuil étant de l'ordre de 12 mA, nous pouvons estimer sur cette figure que l'AP débute pour un niveau d'injection compris entre trois et quatre fois le courant de seuil. Ce niveau d'injection du courant confirme donc l'impact du confinement optique sur le mélange à quatre ondes puisqu'il est intermédiaire entre ceux obtenus pour les lasers à puits quantiques et pour les lasers massifs à fort confinement. Par ailleurs, l'absence de saut de fréquence

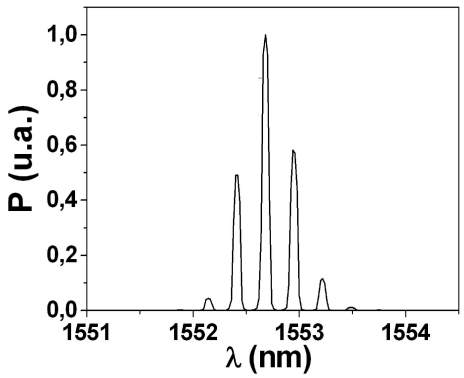


FIG. 4.17 – Spectre optique représentatif d'un laser DBR massif à confinement modéré.

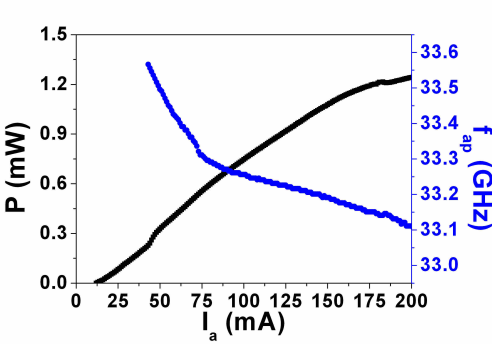


FIG. 4.18 – Caractérisation de l'évolution de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR massif à confinement modéré.

d'AP sur la plage de courant étudiée démontre que le niveau modéré des effets non linéaires dans ces lasers représente un avantage en terme d'accordabilité de la fréquence d'AP. Un autre avantage de cette structure est de délivrer des signaux autopulsants avec des largeurs spectrales plus faibles que les structures à fort confinement. La figure 4.19 présente un spectre du photocourant typique observé à partir des lasers DBR à confinement modéré, assimilable à une lorentzienne. La mesure de la largeur spectrale de ce signal d'AP, effectuée avec une résolution de 30 kHz, conduit à une valeur de 500 kHz, jamais obtenue avec les lasers massifs à fort confinement.

4.5 Lasers DBR avec double section active

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats particulièrement intéressants obtenus sur des lasers DBR dont la section active est séparée en deux régions commandées par des électrodes séparées, comme le montre schématiquement la figure 4.20. Cette figure précise que les deux sections actives résultantes sont de taille très différentes, l'une étant longue de plus de 740 μm et l'autre inférieure

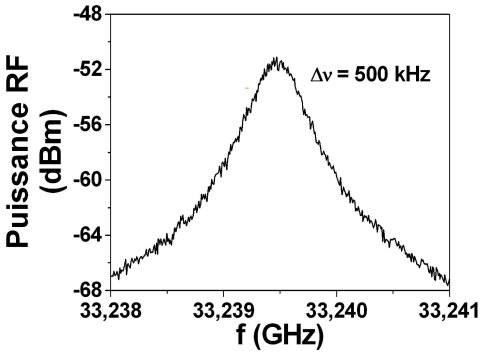


FIG. 4.19 – Spectre du photocourant représentatif de l'autopulsation émise par un laser DBR massif à confinement modéré.

à 50 μm. Nous noterons par la suite I_{a1} et I_{a2} les courants actifs injectés respectivement dans la section longue et dans la section courte. L'origine de cette configuration spéciale des lasers DBR est issue de la volonté de réaliser des lasers DBR avec une section d'absorbant saturable, afin de

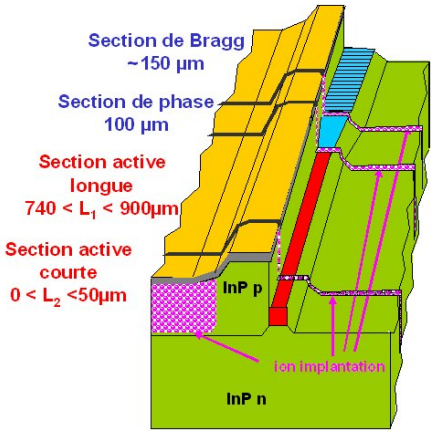


FIG. 4.20 – Schéma d'un laser DBR à double section active.

pouvoir les confronter aux lasers DBR simples. La définition de ce type de lasers ne complique en effet aucunement la procédure de fabrication des lasers DBR puisqu'elle nécessite une simple introduction d'électrodes dans la section active lors de l'implémentation des masques de métallisation et d'implantation. Cependant, les fortes pertes de la structure au niveau du couplage actif-passif impliquent que les pertes introduites par l'absorbant saturable par polarisation inverse de la section courte sont trop importantes si bien que le seuil laser ne peut pas être atteint. Par conséquent, ces lasers ont été testés avec une polarisation positive, voire nulle, de la section active courte. La figure 4.21 présente les variations de longueur d'onde du mode dominant et de fréquence d'AP mesurées sur ces lasers en fonction du courant actif I_{a1}, pour un courant I_{a2} fixé à 5 mA. Contrairement

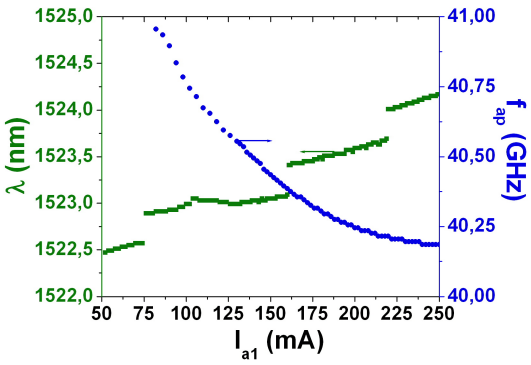
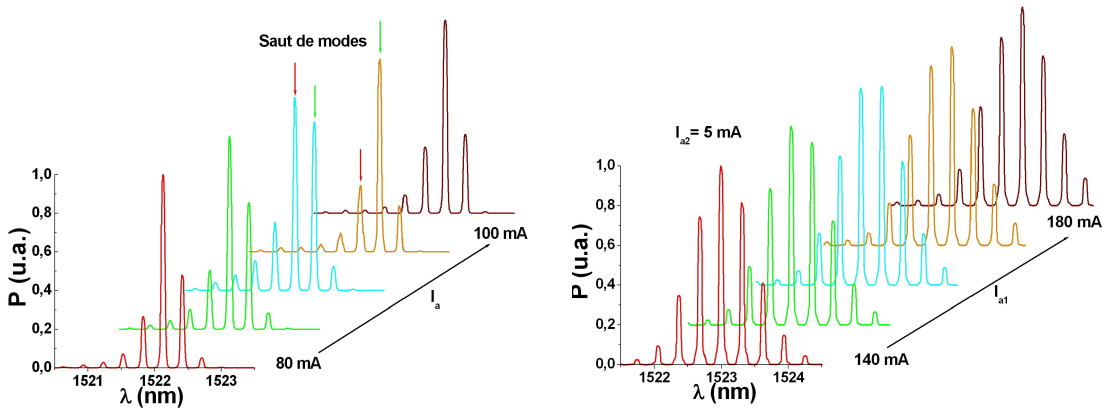


FIG. 4.21 – Evolutions de la longueur d'onde du mode dominant et de la fréquence d'AP en fonction du courant actif I_{a1}, pour un courant I_{a2} fixé à 5 mA.

aux lasers DBR étudiés au paragraphe précédent (cf. figure 4.14 page 82), nous pouvons remarquer que la fréquence d'AP varie continûment sur un intervalle de courant actif supérieur à 100 mA, malgré l'existence de trois changements de mode dominant. Ce résultat conduit à l'obtention d'une accordabilité continue de la fréquence d'AP supérieure à 500 MHz. Afin de mieux comprendre les raisons de cette accordabilité continue, nous avons mesuré l'évolution du spectre optique au voisinage d'un changement de mode dominant. Les figures 4.22(a) et 4.22(b) représentent les évolutions des spectres optiques obtenues pour un laser DBR simple et un laser DBR à deux sections actives. La



(a) (b)

FIG. 4.22 – Evolutions des spectres optiques obtenues pour a) un laser DBR simple et b) un laser DBR à deux sections actives.

figure 4.22(a) illustre le phénomène classique de saut de modes dans les lasers DBR qui induit une discontinuité ponctuelle dans la distribution spectrale de la puissance optique, et partant, engendre un saut de la fréquence d'AP. En revanche, l'observation de la figure 4.22(b) montre que la transition

d'un mode dominant à l'autre est très douce, impliquant une continuité du régime de blocage de modes passif et donc une continuité de l'AP. Un tel comportement pour les lasers à double section active n'est pas encore complètement expliqué mais plusieurs hypothèses peuvent être suggèrées pour rendre compte de cet effet telles que l'apparition d'un mécanisme d'absorbant saturable de la partie inter-électrode entre les deux sections actives, ou une redistribution spatiale de la densité de photons. L'étude de ces hypothèses nécessitant une analyse beaucoup plus poussée, nous n'avons pas bénéficié du temps nécessaire pour traiter plus en avant cette question. Néanmoins, une telle accordabilité continue sur une gamme de fréquence de 700 MHz est d'un grand intérêt en terme de flexibilité pour les applications des lasers DBR à blocage de modes passif. Dans le but d'approfondir les caractérisations menées sur ce genre de lasers, un laser DBR à double section active a été sélectionné pour être mis en module.

4.6 Démonstration expérimentale de la corrélation de phase

Le développement au chapitre 2 du modèle de verrouillage de modes passif dans les lasers DBR à semi-conducteurs a mis en évidence le rôle essentiel du mélange à quatre ondes. L'étude analytique, appuyée par les résultats numériques, a démontré que ce phénomène sensible à la phase des champs engendre une corrélation de phase. Ce résultat implique que chaque battement généré par deux modes adjacents possède toujours le même bruit de fréquence blanc de niveau $2\pi\Delta\nu$ au voisinage de la porteuse.

Dans le but de vérifier ces résultats théoriques, nous avons réalisé une première expérience, décrite par la figure 4.23. L'intensité optique émise par le laser DBR est couplée dans une fibre lentillée puis dirigée vers un comutateur précédé d'un isolateur. Le commutateur permet d'adresser successivement

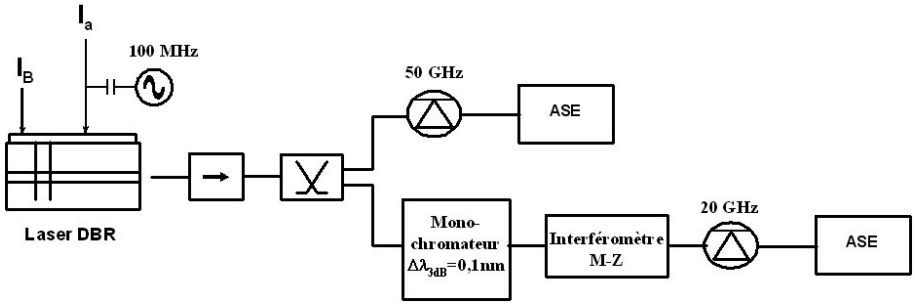
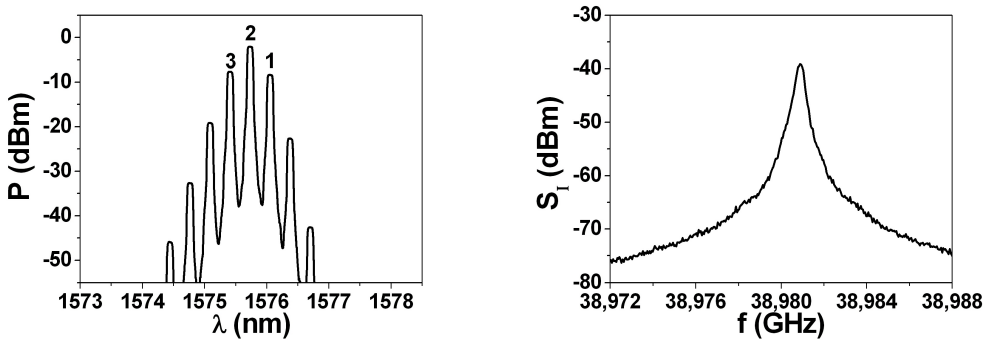


Fig. 4.23 – Schéma de manipulation pour la mesure et la comparaison entre largeurs spectrales des modes optiques et largeur spectrale du signal micro-onde.

un analyseur de spectre électrique précédé d'une photodiode large bande et un monochromateur suivi d'un interféromètre de Mach-Zehnder et d'un analyseur de spectre électrique. Le premier bras de

ce schéma est utilisé pour mesurer la largeur spectrale du signal micro-onde émis par le laser. Le second, quant à lui, sert à mesurer la largeur spectrale des modes optiques du laser par détection auto-hétérodyne. Chaque mode optique longitudinal est filtré à l'aide d'un monochromateur dont la bande passante à mi-hauteur est fixée à 0,1 nm, puis envoyé à travers l'interféromètre de Mach-Zehnder avant de mesurer sa largeur spectrale sur l'analyseur de spectre électrique. Une modulation basse fréquence (100 MHz) est appliquée au laser afin de s'affranchir du bruit de l'appareil en bande de base. Les pertes imposées par le monochromateur étant supérieures à 12 dB, nous avons réalisé cette expérience à l'aide d'un laser DBR à multi-puits quantiques alimenté par un courant actif de 250 mA, sans injection de courant dans la section de Bragg. Les caractéristiques du point de fonctionnement choisi sont illustrées par les figures 4.24(a) et 4.24(b). Le spectre optique, figure



(a) (b)

FIG. 4.24 – Spectres a) optique et b) électrique mesurés au point de fonctionnement considéré.

4.24(a), démontre que le laser fonctionne dans un régime à trois modes, pour lequel nous noterons mode numéro 2 le mode principal, et modes numéro 1 et 3 les modes situés respectivement à sa droite et à sa gauche. Les autres modes étant inférieurs d'au moins 10 dB à ces modes, leur contribution au phénomène de battement est négligeable. D'après la figure 4.24(b), le signal de battement micro-onde observé sur l'analyseur de spectre électrique, avec une fenêtre de 18 MHz et une résolution de 300 kHz, est caractérisé par une largeur spectrale à mi-hauteur de 700 kHz. Après filtrages successifs des modes 1, 2 et 3 à l'aide du monochromateur, leurs largeurs spectrales causées par les fluctuations d'émission spontanée sont respectivement mesurées à 20, 15 et 17 MHz. Ces mesures confirment clairement que la largeur spectrale du signal micro-onde généré par battement des modes optiques 1, 2 et 3 est largement inférieure à celles de ces mêmes modes. Cette observation, déjà mise en évidence dans [3, 4], démontre que les fluctuations expérimentées par les modes concernés sont largement synchronisées et confirme l'existence d'une corrélation de phase.

Afin d'aller plus loin dans l'expérimentation de la corrélation de phase, nous avons mis au point une expérience permettant de mesurer quantitativement les largeurs spectrales des signaux micro-

ondes générés par battement entre les modes 1 & 2, puis 2 & 3. Pour réaliser cette expérience, nous avons règlé la bande passante à mi-hauteur du monochromateur à 0,5 nm afin de filtrer les modes optiques deux par deux, puis envoyé le signal de battement résultant sur le photodétecteur large bande suivi de l'analyseur de spectre électrique, comme le montre le schéma de la figure 4.25. Le spectre du photocourant représentant le battement entre les modes 1 & 2 est présenté sur la figure 4.26(a), dont l'encart illustre le filtrage optique réalisé par le monochromateur. Nous pouvons

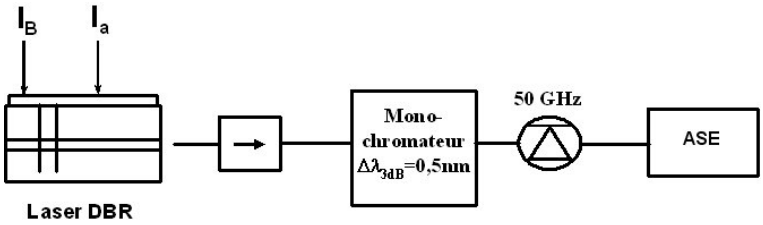


FIG. 4.25 – Schéma de manipulation pour la mesure des largeurs spectrales des battements associés aux phases relatives.

observer que ce spectre apparaît également sous une forme lorentzienne, dont la puissance électrique maximale est fortement réduite comparée à celle de la figure 4.24(b). Cette réduction correspond

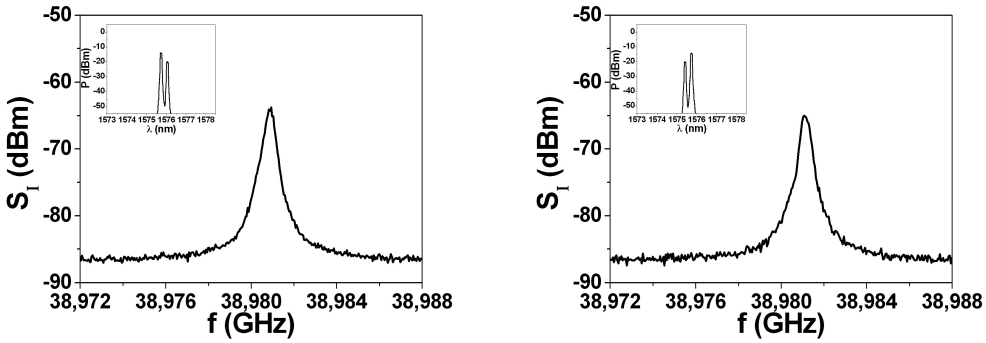
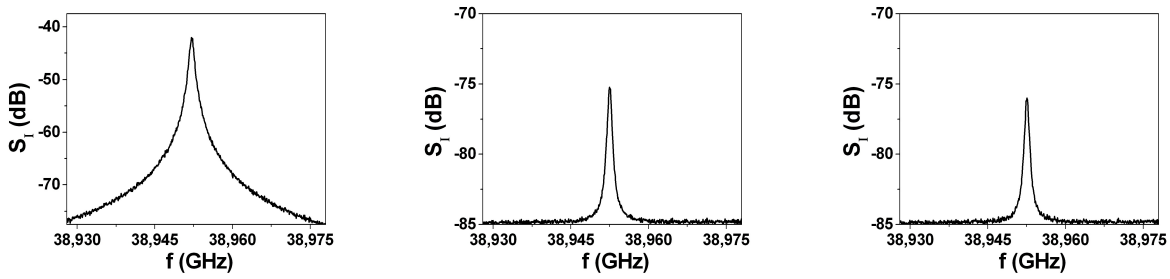


FIG. 4.26 – Spectres du photocourant mesurés après filtrage représentant les battements des modes a) 1 & 2 et b) 2 & 3.

en fait directement aux pertes de puissance imposées par le filtrage optique. La largeur spectrale de ce signal de battement est mesurée à 710 kHz, ce qui est très proche de celle mesurée pour le signal de battement sans filtrage. De la même manière, le spectre du photocourant représentant le battement des modes 2 & 3 est donné par la figure 4.26(b), pour laquelle l'encart montre le spectre optique filtré correspondant. La mesure de la largeur spectrale à mi-hauteur conduit à la valeur de 730 kHz. Les formes lorentziennes générées par les battements isolés des modes 1 & 2 et 2 & 3 ont

donc la même largeur spectrale. Mieux encore, ceci indique que le signal micro-onde global généré par battement de modes est constitué de deux battements ayant des largeurs spectrales identiques à la sienne. Cette expérience cruciale pour la mise en évidence de la corrélation de phase en régime de blocage de modes passif a été répétée avec un laser DBR à double section à gain issu de la plaque réalisée pendant cette thèse. Les figures 4.27(a), 4.27(b) et 4.27(c), rassemblant les spectres du photocourant des différents battements étudiés pour un courant actif de 100 mA, montrent la similitude du comportement des lasers DBR massifs à fort confinement avec les lasers DBR à multi-puits quantiques, puisque les largeurs spectrales mesurées sur ces trois spectres électriques sont toutes égales à 1 MHz. Par conséquent, ces résultats expérimentaux, obtenus sur des lasers DBR dont les structures actives sont très différentes, sont parfaitement en accord avec les conclusions du chapitre



(a) (b) (c)

FIG. 4.27 – Spectres du photocourant mesurés pour un laser DBR à double section active a) sans filtrage, puis après filtrage représentant les battement des modes b) 1 & 2 et c) 2 & 3.

de modélisation 2 et démontrent clairement l'existence d'une corrélation de phase engendrée par le mélange à quatre ondes dans les lasers DBR à semi-conducteurs, justifiant ainsi le développement de l'expression analytique de la DSP du photocourant (2.74) page 40.

4.7 Discussion sur le mécanisme de réduction de largeur spectrale

Nous souhaitons apporter dans cette section quelques informations expérimentales permettant d'étayer les discussions explicitées dans les sections 2.3.3 et 2.3.4.

D'une part, les mesures de largeurs spectrales optiques données dans la section précédente appuient l'hypothèse selon laquelle la saturation du gain réalisée par le seul mode dominant impose des fluctuations de phase supplémentaires (via le facteur de couplage phase-amplitude) identiques pour tous les modes longitudinaux. La figure 4.28 rappelle les notations utilisées et les résultats obtenus pour les largeurs de raie des modes optiques. Nous pouvons constater sur cette figure que, bien que les puissances des modes 1 et 3 soient environ quatre fois inférieures à celle du mode dominant 2, les largeurs de raie de ces modes sont assez proches de celle du mode dominant. Or, dans l'hypo-

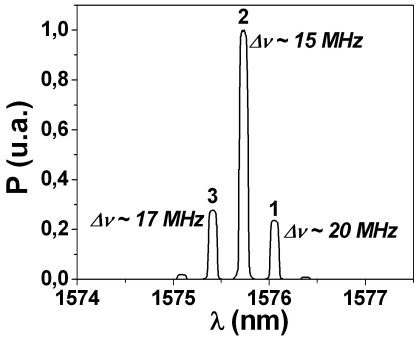


FIG. 4.28 – Spectre optique et largeurs de raie mesurées pour les trois modes longitudinaux.

thèse où chaque mode expérimenterait son propre gain linéaire, les mécanismes de saturation pour chaque mode seraient indépendants les uns des autres et leurs largeurs de raie pourraient s'exprimer simplement à partir de l'expression suivante [5] :

$$\Delta\nu_j = \frac{(1+\alpha^2)}{4\pi}\frac{R_{sp}}{P_j}, \tag{4.2}$$

impliquant que les rapports entre largeurs spectrales optiques soient inversement égaux aux rapports des puissances des modes. Partant, la proximité des valeurs mesurées pour les largeurs de raie des trois modes optiques considérés montrent que cette hypothèse n'est pas valide. En revanche, ces valeurs sont en accord avec l'hypothèse pour laquelle les fluctuations de phase ramenées par la saturation du gain (par le mode dominant) sont identiques pour les trois modes considérés. L'écart entre largeurs spectrales se justifie alors par les fluctuations de phase directement induites par l'émission spontanée, qui restent propres à chaque mode. Afin d'apporter plus de poids à ce résultat expérimental, nous avons reproduit cette expérience avec un laser de structure différente. La figure 4.29 compare les

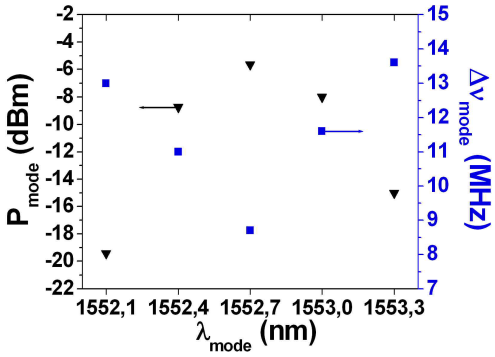


FIG. 4.29 – Evolutions des puissances des modes optiques et de leurs largeurs spectrales, pour un laser DBR à confinement modéré.

évolutions des puissances des modes optiques et de leurs largeurs spectrales, pour un laser DBR à confinement modéré. Nous constatons clairement sur cette figure que les rapports entre largeurs spectrales optiques sont loin d'être identiques aux rapports des puissances respectives. La similitude de ce résultat expérimental avec le précédent confirme l'hypothèse développée dans la partie théorique sur la saturation du gain dans les lasers DBR multimodes.

D'autre part, nous avons prolongé nos investigations sur le laser DBR à double section active dans le but d'étayer l'hypothèse développée dans la section 2.3.4 du chapitre 2 concernant la suppression des fluctuations du gain linéaire dues à l'émission spontanée. Sous cette hypothèse, en supposant la largeur spectrale du mode dominant proportionnelle au facteur $(1+\alpha^2)$, la largeur spectrale du signal micro-ondes généré par verrouillage de modes passif devrait être approximativement inférieure de ce facteur à la largeur spectrale du mode dominant. Benéficiant de l'accordabilité continue de la fréquence d'AP du laser DBR à double section active, nous avons donc mesuré successivement, pour différents courant actifs, les grandeurs suivantes : largeur spectrale du mode dominant, largeur spectrale du signal d'AP et facteur de couplage phase-amplitude. La mesure de largeur spectrale du mode optique est réalisée par technique hétérodyne [6], celle du signal d'AP est mesurée sur l'analyseur de spectre électrique, et la mesure du facteur de couplage phase-amplitude est obtenue par une analyse dynamique analogue à celle développée dans [7]. La figure 4.30 présente les résultats obtenus en terme de variations des largeurs spectrales du mode dominant et du signal micro-onde en fonction du courant actif. La courbe en trait pointillé représente l'évolution de la grandeur $\frac{\Delta\nu_{opt}}{1+\alpha^2}$,

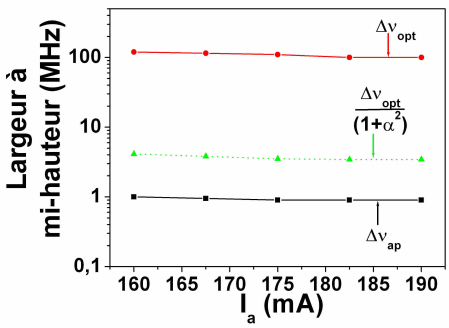


FIG. 4.30 – Variations, en fonction du courant actif, des largeurs spectrales du mode dominant $\Delta\nu_{opt}$ et du signal micro-onde $\Delta\nu_{ap}$, ainsi que de la grandeur calculée $\frac{\Delta\nu_{opt}}{1+\alpha^2}$.

les valeurs mesurées du facteur de couplage phase-amplitude étant comprises entre 5 et 5,5. Nous pouvons tout d'abord constater sur cette figure que la largeur de raie $\Delta\nu_{opt}$ du mode dominant est relativement élevée comparée aux mesures faites sur les lasers DBR à multi-puits quantiques, mais ceci peut être expliqué par l'écart de confinement entre les deux structures actives, à savoir ∼75% et ∼10%. Ensuite, bien que la courbe traduisant le rapport $\frac{\Delta\nu_{opt}}{1+\alpha^2}$ ne soit pas en parfaite

adéquation avec celle de la largeur spectrale $\Delta\nu_{ap}$ du signal micro-onde, nous pouvons remarquer que ces deux courbes sont du même ordre de grandeur. L'écart observé entre ces deux courbes est en fait attibué à la contribution du mélange à quatre ondes, dont l'impact est de faire varier, plus ou moins favorablement, $\Delta\nu_{ap}$ au voisinage de $\frac{\Delta\nu_{opt}}{1+\alpha^2}$. Par conséquent, les résultats de cette expérience, s'ils ne permettent pas de confirmer l'hypothèse proposée dans le chapitre théorique 2, tendent à soutenir cette idée.

4.8 Caractérisation spectrale et temporelle des impulsions

Comme nous avons pu le voir au chapitre 2, le verrouillage de modes passif dans les lasers DBR à semi-conducteurs correspond à une synchronisation des phases des différents modes. La connaissance du désaccord statique de phases relatives ψ^0 est donc importante pour déterminer la qualité du contraste d'une porteuse optique micro-ondes générée par un laser DBR.

4.8.1 Mesure des désaccords de phase

Afin de comprendre la raison pour laquelle les lasers DBR testés pour la récupération d'horloge tout optique à 40 $Gbit/s$ dans [4] présentaient un faible taux d'extinction, nous avons développé une méthode originale de caractérisation complète (en intensité et en phase) du profil du train d'impulsion émis par un laser à modes bloqués, reposant sur une mesure auto-référencée du désaccord statique de phases ψ^0 [8]. Deux versions de cette méthode ont été développées, l'une dite non linéaire utilisant la génération de seconde harmonique (SHG) dans un cristal, l'autre dite linéaire basée sur l'analyse du spectre du photocourant. La méthode linéaire faisant l'objet d'une demande de dépôt de brevet, nous nous attacherons à décrire synthétiquement dans ce paragraphe la méthode non linéaire décrite en détail dans [8].

Dans un laser à trois modes longitudinaux, la puissance totale émise $P(t)$ résulte de deux battements à la fréquence d'AP ν_{ap} et d'un battement à la fréquence double $2\nu_{ap}$, et peut s'exprimer comme suit :

$$P(t) = \overline{P} + P_{21}\cos(\Omega_{ap}t + \phi_{21}) + P_{32}\cos(\Omega_{ap}t + \phi_{32}) + P_{31}\cos(2\Omega_{ap}t + \phi_{31}) \tag{4.3}$$

avec $\overline{P}$ représentant la puissance moyenne, P_{ij} représentant l'amplitude du battement entre les modes i et j et ϕ_{ij} la phase relative. Le signal d'autocorrélation de l'autopulsation à trois modes $I(\tau) =< P(t)P(t+\tau) >$ est périodique comme $P(t)$ et sa décomposition de Fourier est donnée par :

$$I(\tau) = a_0 + a_1\cos(\Omega_{ap}\tau) + a_2\cos(2\Omega_{ap}\tau) \tag{4.4}$$

où a_0 est proportionnel au carré de la puissance moyenne, a_1 au carré de l'amplitude de la composante spectrale à Ω_{ap} et a_2 au carré de celle à $2\Omega_{ap}$. Dans le cas de modes longitudinaux corrélés en phase,

le coefficient de Fourier a_1 dépend du désaccord de phases relatives ψ^0 entre les battements comme le montre l'expression suivante :

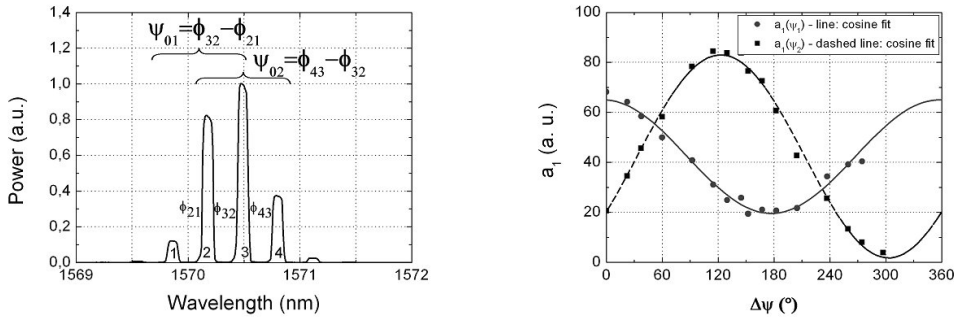
$$a_1(\psi^0) = \frac{1}{2}\left(P_{21}^2 + P_{32}^2 + 2P_{21}P_{32}\cos(\psi^0)\right) \tag{4.5}$$

Or la propagation du signal dans une fibre optique dispersive introduit une différence de phase supplémentaire, notée $-\Delta\psi$, entre les deux battements à ν_{ap}, proportionnelle à la dispersion cumulée pouvant s'exprimer par [8] :

$$\Delta\psi(L) = 2\pi\frac{\Delta\lambda}{T_{ap}}DL \tag{4.6}$$

où $\Delta\lambda$ est l'intervalle spectral intermodal, T_{ap} la période d'auto-pulsation, D la dispersion de la fibre et L la longueur de propagation. Par conséquent, la variation de $a_1(\psi^0)$ avec $\Delta\psi$, introduit par la propagation dans des fibres dispersives de dispersion cumulée variable, est sinusoïdale. La méthode consiste donc à mesurer l'évolution du coefficient $a_1(\psi^0)$ en fonction du déphasage $\Delta\psi$ introduit par la propagation dans des tronçons de fibre dispersive SMF (Single Mode Fiber) de longueurs différentes. Le désaccord de phases relatives ψ^0 à la sortie du laser est obtenu en appliquant une fonction d'ajustement de la forme $a + b\cos(\psi^0 - \Delta\psi)$.

Nous présentons un exemple d'application de cette méthode de mesure effectué sur un laser DBR à multi-puits quantiques pour des courants actif et Bragg de 250 et 153 mA respectivement. La longueur totale de la cavité est de 1150 μm, avec une section de Bragg longue de 150 μm. Le spectre



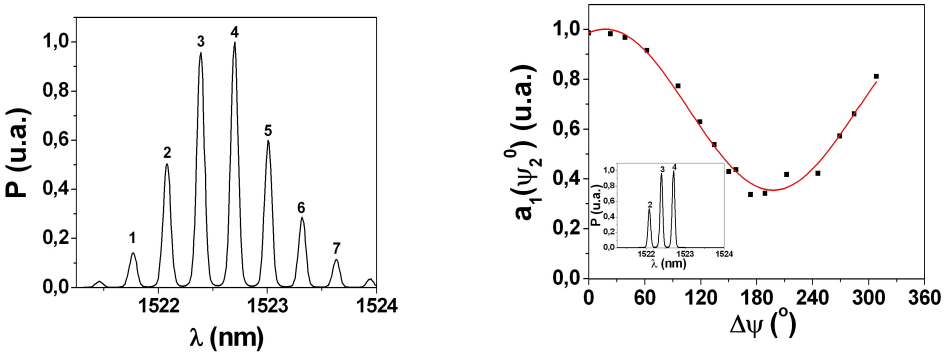
(a) (b)

FIG. 4.31 – a) Spectre optique du laser DBR étudié, et b) mesure des variations de $a_1(\psi^0)$ en fonction du déphasage $\Delta\psi$.

optique, donné par la figure 4.31(a) en unité arbitraire, contient quatre modes longitudinaux, soit deux groupes de trois modes adjacents représentés respectivement par les désaccords de phase ψ_1^0 et ψ_2^0. La fréquence d'AP mesurée sur un analyseur de spectre électrique après photodétection est de 38,3 GHz, correspondant à $T_{ap} = 26,1$ ps et $\Delta\lambda = 0,32$ nm. Compte tenu de la relation (4.6), une

variation du déphasage $\Delta\psi$ de 2π est obtenue pour une dispersion cumulée de 81,6 ps/nm. Afin de procéder à la mesure des variations de $a_1(\psi^0)$, chaque groupe de trois modes est isolé par filtrage optique le temps de la mesure à l'aide d'un monochromateur dont la bande passante à mi-hauteur est fixée à 1 nm. La figure 4.31(b) présente les résultats de mesure obtenus sur les deux groupes de trois modes ainsi que les fonctions d'ajustement qui leurs sont appliquées. Les désaccords de phase ψ_1^0 et ψ_2^0 à la sortie du laser sont évalués respectivement à -3° et 123°. Si la précision de cette méthode n'est pas parfaite ($\pm$ 5°), elle permet de constater que les battements composant le signal micro-onde ne sont pas en phase, expliquant pourquoi le taux d'extinction obtenu à partir de ce type de laser est faible. En outre, le déphasage important entre ces battements est attribué à la forte dispersion de longueur effective introduite par le réseau de Bragg.

Par la suite, nous avons appliqué cette méthode au laser DBR à double section active mis en module. Le spectre optique de ce laser correpondant au point de fonctionnement étudié est donné sur la figure 4.32(a), où nous avons numéroté de 1 à 7 les modes optiques pris en compte par la méthode.



(a) (b)

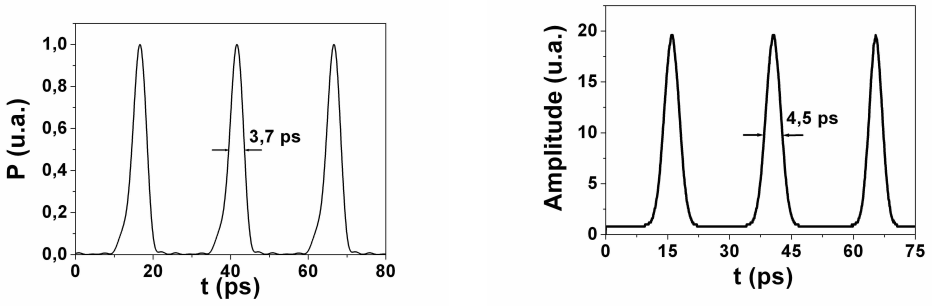
FIG. 4.32 – a) Spectre optique du laser DBR à double section active, et b) mesure des variations de $a_1(\psi_2^0)$ en fonction du déphasage $\Delta\psi$.

Les désaccords statiques de phases relatives à déterminer sont au nombre de cinq et sont notés ψ_k^0 pour chaque groupe de trois modes, k représentant le numéro du premier mode. La figure 4.32(b) illustre les variations mesurées de $a_1(\psi_2^0)$, obtenues pour les modes 2, 3 et 4, ainsi que la fonction d'ajustement appliquée. L'encart représente le filtrage optique des modes considérés. L'ensemble des valeurs déterminées par cette méthode est résumé dans le tableau 4.5.

Modes	{1,2,3}	{2,3,4}	{3,4,5}	{4,5,6}	{5,6,7}
ψ^0	ψ_1^0	ψ_2^0	ψ_3^0	ψ_4^0	ψ_5^0
Valeur	17	17,5	12	13,5	7,5

TAB. 4.5: Mesure des désaccords de phases relatives obtenue pour le laser DBR à double section active, mis en module.

Nous pouvons constater que ces valeurs sont très proches de 0°, signifiant que les battements de ce laser sont quasiment en accord de phase. Nous avons alors reconstruit le profil du train d'impulsion émis par ce laser à partir de ces désaccords de phases mesurés, ainsi que des puissances des modes optiques mesurées sur l'analyseur de spectre optique. La figure 4.33(a) présente le profil en intensité du train d'impulsion, sur laquelle une largeur d'impulsion à mi-hauteur de 3,7 *ps* a été mesurée. A titre de comparaison, la figure 4.33(b) présente la trace d'autocorrélation correspondante des impulsions émises, sur laquelle nous observons des "impulsions" de largeur temporelle à mi-hauteur de 4,5 *ps*. Dans l'approximation du profil gaussien des impulsions, la déconvolution précise que la largeur temporelle des impulsions émises par le laser est égale à celle des impulsions d'autocorrélations divisée par $\sqrt{2}$, soit 3,2 *ps*. Afin de vérifier la pertinence de ces résultats, nous avons comparé ces



(a) (b)

FIG. 4.33 – (a) Reconstruction du profil en intensité et (b) trace d'autocorrélation du train d'impulsion émis à 40 GHz par le laser DBR en module à double section active.

résultats avec ceux obtenus par la méthode des spectrogrammes linéaire, pour les mêmes conditions de fonctionnement.

4.8.2 Méthode des spectrogrammes linéaire

A la différence des méthodes de type SHG-FROG (Second-Harmonic-Generation-based Frequency Resolved Optical Gating) [9, 10], la méthode des spectrogrammes linéaire, proposée et développée par Dorrer et Kang [11], est une technique linéaire de caractérisation complète et simultanée d'une impulsion optique et de la réponse d'un modulateur par analyse numérique du spectrogramme à deux dimensions mesuré après passage de l'impulsion optique dans le modulateur. L'analyse nu-

mérique utilisée par cette méthode est analogue aux algorithmes de type "blind FROG" [12]. Cette méthode, dont le schéma expérimental est décrit par la figure 4.34 [13], fournit des résultats équivalents aux méthodes de type SHG-FROG [14]. L'intensité optique émise par le laser est envoyée

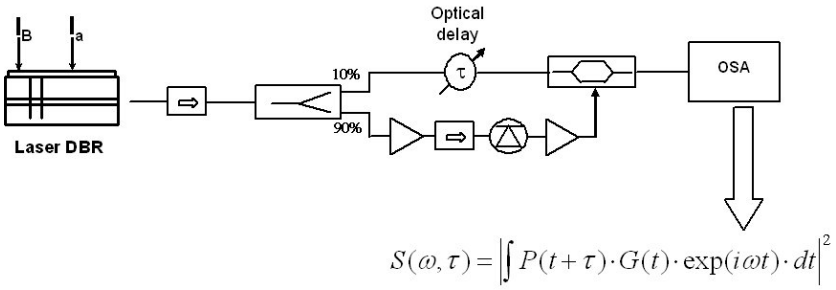


FIG. 4.34 – Description schématique de la méthode de caractérisation par l'emploi des spectrogrammes.

à travers un coupleur à 10 dB. Une partie du signal traverse ensuite une ligne à retard variable suivie d'un modulateur $LiNbO_3$. L'autre partie est amplifiée et photodétectée afin de commander le modulateur. Le signal optique résultant, traduisant le produit entre l'impulsion optique retardée $P(t+\tau)$ et la fonction de transfert du modulateur $G(t)$, est ensuite enregistré sur un analyseur de spectre optique. L'évolution du spectre optique en fonction du retard τ, appelée spectrogramme et

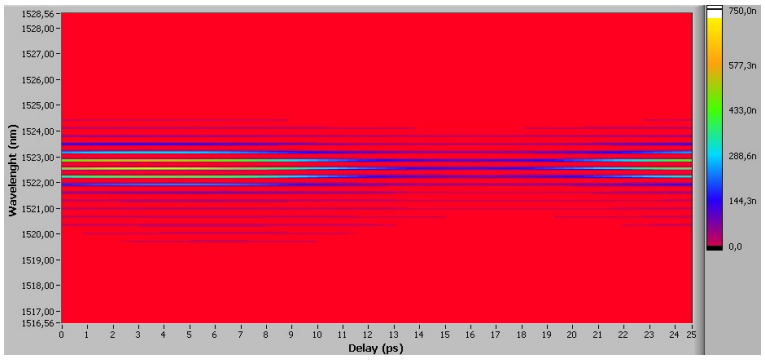
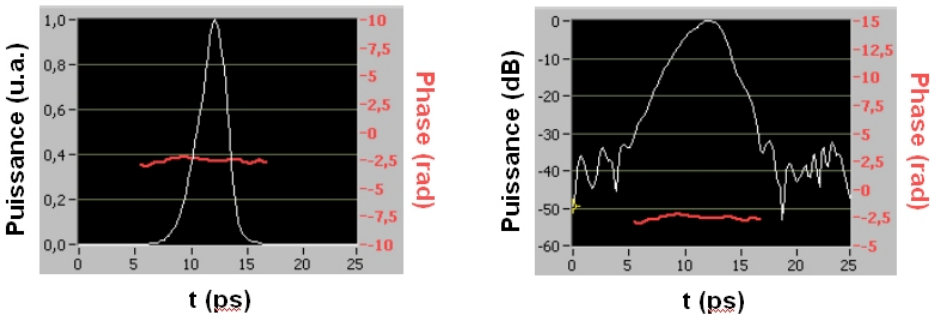


FIG. 4.35 – Spectrogramme mesuré sur le laser DBR à double section active en module, représentant l'évolution du spectre optique en fonction du retard.

exposée sur la figure 4.35, est alors utilisée pour reconstruire l'impulsion optique et la réponse du modulateur par l'intermédiaire de l'algorithme PCGPA (Principal Component Generalized Projections Algorithm) [15]. Cet algorithme permettant également une reconstruction du spectre optique du laser, l'ambiguité d'attribution des deux réponses calculées est ensuite levée par comparaison des spectres optiques mesurés et calculés du laser. L'analyse du spectrogramme a donc permis la reconstruction du champ électrique de l'impulsion émise par le laser DBR en module à double section

active, dont les évolutions en puissance et en phase sont présentées sur les figures 4.36(a) et 4.36(b). Ces figures montrent une largeur d'impulsion Δt d'environ 3 ps, avec une phase quasi-constante sur la durée de l'impulsion, ainsi qu'un taux d'extinction supérieur à 30 dB. En tenant compte de la



(a) (b)

FIG. 4.36 – Représentation a) linéaire et b) logarithmique de la puissance et de la phase de l'impulsion émise par le laser DBR en module à double section active.

largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{3dB}$ du spectre optique donné sur la figure 4.32(a), estimée à 130 GHz, le produit $\Delta t \cdot \Delta\nu_{3dB}$ vaut 0,4 et se situe en limite de transformée de Fourier. Ce résultat, en très bon accord avec celui obtenu au paragraphe précédent, valide la méthode de caractérisation développée au paragraphe précedent, et démontre le grand intérêt des lasers DBR à double section active. En effet, ces lasers permettent l'obtention d'une accordabilité continue de la fréquence d'AP sur une large plage de fréquence et émettent des impulsions en limite de transformée de Fourier.

4.9 Synthèse des mesures de largeur spectrale d'autopulsation à 40 GHz

Le graphique de la figure 4.37 rassemble les mesures de largeur spectrale à mi-hauteur obtenues sur les différents composants étudiés au cours de cette thèse, complétées par celles effectuées lors de la thèse de C. Gosset [4]. Celui-ci permet de représenter l'évolution de la largeur spectrale en fonction du confinement optique des structures étudiées. Le choix de cette représentation est lié au fait que le facteur de confinement rend directement compte du niveau d'interactions entre les modes optiques et le milieu à gain ; il est donc représentatif des effets non linéaires des structures étudiées. Cette figure conduit à constater que la largeur spectrale RF croît avec le confinement. L'explication de ce phénomène tient au fait que la largeur spectrale des signaux autopulsants provient essentiellement de l'émission spontanée directement couplée aux modes oscillants dans la cavité. Laquelle émission spontanée augmente lorsque le confinement croît. Il semble donc nécessaire de réduire le confinement optique des composants pour diminuer leurs largeurs spectrales d'autopulsation. A première vue,

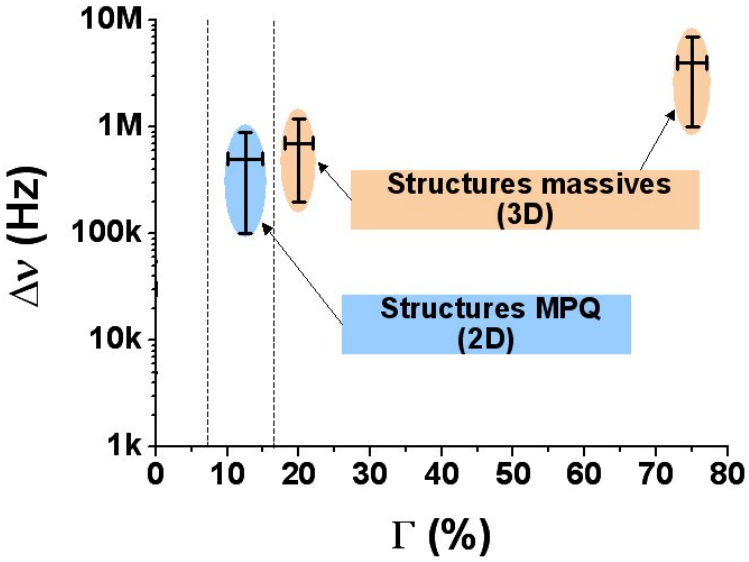


FIG. 4.37 – Synthèse des différentes mesures de largeurs specrales des signaux autopulsants en fonction du confinement optique des structures étudiées.

une baisse du facteur de confinement de la structure peut laisser craindre une diminution de l'efficacité de mélange à quatre ondes, et par conséquent, une disparition du régime de modes bloqués nécessaire à la génération de l'autopulsation. Cependant, comme nous avons pu le démontrer dans le chapitre de modélisation, l'effet de la modulation de la densité de porteurs dans les lasers DBR à semi-conducteurs est suffisament important pour que le régime de modes bloqués soit acquis facilement. L'observation de l'autopulsation dans les structures à multi-puits quantiques (MPQ), dont le confinement optique dans les puits est de $10 - 15\%$, atteste de ce résultat. Ces structures bénéficient en outre d'un confinement électronique plus important que les structures massives, pouvant améliorer l'effet de modulation de la densité de porteurs.

Dans ce sens, le développement de lasers à boîtes quantiques, mené parallèlement à ces travaux de thèse, au laboratoire III-V Lab, a conduit à la réalisation de composants mâtures possèdant intrinsèquement un confinement optique ($\sim 1\%$ dans les boîtes) plus faible et un confinement électronique plus important que les structures précédemment étudiées. Il s'est donc avéré intéressant d'examiner le comportement de tels composants pour la génération de l'autopulsation à 40 GHz afin de confimer la tendance donnée par la figure 4.37, à savoir qu'une baisse du confinement optique entraîne une diminution de la largeur spectrale d'autopulsation.

4.10 Lasers à boîtes quantiques

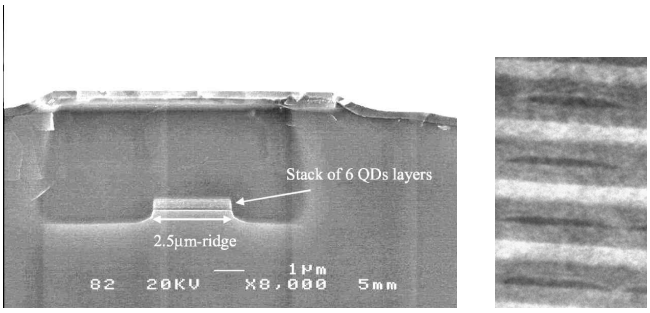
Le principe des structures à boîtes quantiques réside dans l'augmentation notable des densités d'états des porteurs de charge induite par un confinement électronique suivant les trois dimensions [16]. Le confinement électronique suivant la seule direction perpendiculaire aux couches guidantes, propre aux structures à puits quantiques largement utilisées dans le milieu des composants III-V, permettait déjà une localisation des porteurs dans cette direction et une discrétisation partielle des niveaux d'énergie, conférant à ces structures des propiétés avantageuses en terme de réduction de la densité de courant de seuil [17] et de flexibilité d'ajustement de la longueur d'onde d'émission par rapport aux doubles hétérostructures massives. Contrairement à ces structures à puits quantiques dans lesquelles les porteurs peuvent se déplacer librement dans le plan de la couche guidante, dans les fils quantiques, les porteurs sont confinés suivant deux directions et ne peuvent se déplacer que le long de l'axe du fil. Par extension, les boîtes quantiques forment théoriquement un atome artificiel avec un spectre d'énergie totalement discretisé par le confinement des porteurs suivant les trois dimensions. L'augmentation des densités d'état dans les fils et les boîtes quantiques, en comparaison avec les puits quantiques, impliquent théoriquement une amélioration de certaines propriétés telles que l'accroissement du gain différentiel, la diminution de la densité de courant de seuil et l'augmentation de sa stabilité en fonction de la température [18, 19]. De nombreuses publications étant venues ces dernières années étayer ces attentes [20–24], un engoûment important de l'ensemble des laboratoires présent dans le domaine des composants III-V est apparu pour l'étude de ces structures afin de réaliser des lasers à consommation énergétique de plus en plus faible.

Nous nous proposons dans cette thèse de mettre en avant une autre propriété particulière des lasers à fils ou boîtes quantiques liée au phénomène de verrouillage de modes. Récemment, Akiyama [25] mettait en évidence le renforcement du mélange à quatre ondes dans des amplificateurs optiques à semi-conducteurs ayant une structure à boîtes quantiques. Ce phénomène de renforcement du mélange à quatre ondes, à l'origine du processus de blocage de modes dans les lasers DBR, est en cours d'investigation au sein du laboratoire. Conjugué à la réalisation des premières structures à boîtes quantiques au sein du laboratoire, ceci nous a conduit à étudier le verrouillage de modes passif sur des lasers Fabry-Perot. A ce sujet, il est important de souligner que, si le verrouillage de modes passif a déjà fait l'objet de publications pour des lasers Fabry-Perot à boîtes quantiques sur GaAs à 1,3 μm [26–28], aucun résultat sur ce sujet utilisant des lasers à boîtes quantiques sur InP à 1,5 μm n'avait encore été publié à l'époque de ces caractérisations.

4.10.1 Description des lasers Fabry-Perot à boîtes quantiques

Comme le montre la figure 4.38(a), les lasers à semi-conducteurs étudiés sont des lasers Fabry-Perot à rubans enterrés dont la couche active contient des boîtes quantiques épitaxiées par GSMBE

sur plaque d'InP [29]. Cette couche active est constituée de six plans de boîtes quantiques d'InAs



(a) (b)

FIG. 4.38 – a) Image prise au microscope électronique à balayage illustrant la structure BRS des lasers à boîtes quantiques étudiés, et b) image prise au microscope électronique en transmission donnant une vue en coupe des plans de boîtes quantiques (réalisée par G. Patriarche, LPN).

séparés par des barrières ($\lambda_g = 1.17\mu m$) non dopées d'épaisseur 40 nm, l'ensemble étant entouré de deux SCH ($\lambda_g = 1.17\mu m$) non dopées de 40 nm d'épaisseur. L'observation au microscope électronique en transmission (TEM, Transmission Electron Microscopy), illustrée par la figure 4.38(b), a montré que les conditions de croissance ont abouti à la formation d'ilôts quantiques dont les dimensions moyennes surfaciques sont de 20x40 nm^2, pour une épaisseur moyenne de 2,3 nm. La densité de boîtes par plan est d'environ 1,5.10^{10} cm^{-2}. La figure 4.39 présente un exemple typique de spectre

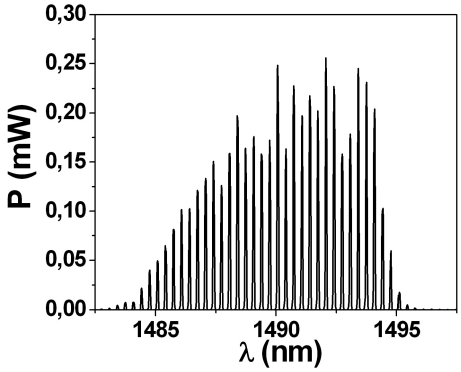


FIG. 4.39 – Spectre optique d'un laser Fabry-Perot de 950 μm de long pour un courant actif de 150 mA.

optique obtenu avec un courant injecté de 150 mA pour des lasers FP ayant une longueur de 950 μm. Ce spectre optique est relativement large avec une largeur à mi-hauteur de 7 nm, et la longueur d'onde centrale de ce spectre optique se situe aux alentours de 1490 nm. L'intervalle spectral entre modes est mesuré à 0,33 nm, en accord avec la longueur de la cavité. La figure 4.40 montre ensuite les

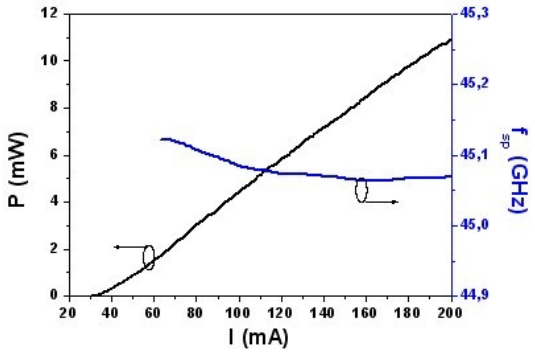


FIG. 4.40 – Evolutions de la puissance couplée et de la fréquence d'AP générée par ce laser à boîtes quantiques en fonction du courant actif injecté.

évolutions de la puissance couplée et de la fréquence d'AP générée par ce laser à boîtes quantiques en fonction du courant actif injecté. Nous observons sur cette figure que le courant de seuil du laser est de l'ordre de 30 mA et que le verrouillage de modes passif, caractérisé par l'apparition de la fréquence d'AP, apparaît pour un faible courant d'injection d'environ 65 mA, représentant seulement deux fois le courant de seuil. De plus, il est intéressant de noter que la fréquence de battement varie de manière continue avec le courant sur l'ensemble de la plage de fonctionnement étudiée. La fréquence de battement observée est d'environ 45,1 GHz, correspondant directement à l'intervalle spectral mesuré sur le spectre optique. La figure 4.41 représente le spectre du photocourant mesuré sur l'analyseur de spectre électrique avec une résolution de 10 kHz, lorsque le courant injecté vaut 150 mA. Nous obtenons alors un spectre de forme lorentzienne avec un rapport signal à bruit de

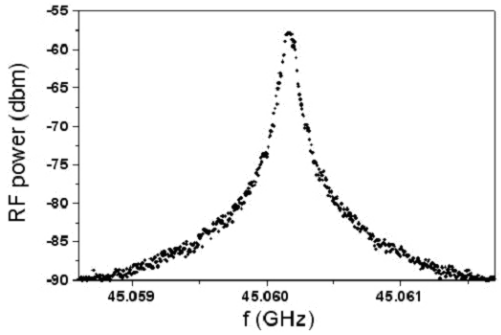


FIG. 4.41 – Spectre électrique du photocourant du laser Fabry-Perot de 950 μm de long pour un courant actif de 150 mA.

la porteuse (CNR, Carrier-to-Noise Ratio) supérieur à 30 dB, et une largeur spectrale à mi-hauteur proche de 50 kHz. Une si faible valeur de largeur spectrale n'ayant jamais été obtenue auparavant, à notre connaissance, avec des lasers à puits quantiques ni avec des lasers massifs, ces mesures ont

fait l'objet d'une publication dans *Electronics Letters*.

4.10.2 Etude de la corrélation de phase

L'expérience permettant d'étudier la corrélation de phase a ensuite été réalisée à partir d'un laser FP de longueur 1080 μm issu de la plaque dont la structure est décrite précédemment. Le spectre optique de ce laser FP est donné par la figure 4.42. Nous pouvons noter sur ce spectre optique,

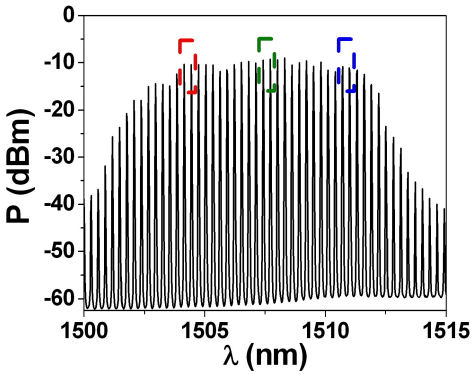


FIG. 4.42 – Spectre optique du laser Fabry-Perot de 1080 μm de long pour un courant actif de 190 mA.

obtenu pour un courant injecté de 190 mA, que la longueur d'onde centrale est cette fois située aux alentours de 1508 nm. Ce décalage par rapport au spectre optique du laser précédent ne peut s'expliquer uniquement par la différence d'effets thermiques liée à la différence de courant injecté (150 et 190 mA). En fait, ceci est caractéristique du déplacement important du gain matériau avec la longueur du composant à boîtes quantiques [29]. Le spectre de photocourant représentant le signal

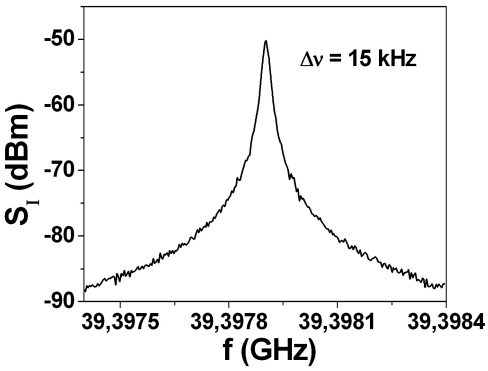


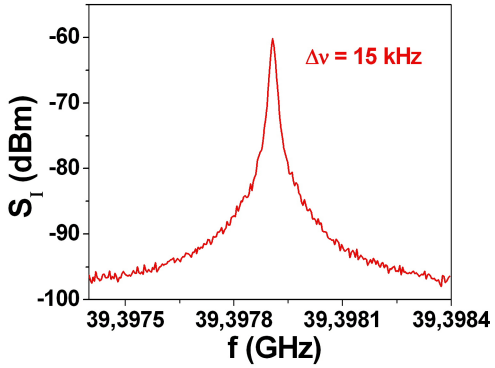
FIG. 4.43 – Spectre électrique du photocourant du laser Fabry-Perot de 1080 μm de long pour un courant actif de 190 mA.

de battement généré par l'ensemble des modes du laser est ensuite présenté sur la figure 4.43, où nous pouvons constater une fréquence de battement plus petite qu'à la section précédente, en raison de l'augmentation de la longueur du composant. La résolution de l'analyseur de spectre électrique est cette fois fixée à 3 kHz, et la largeur spectrale à mi-hauteur mesurée est de 15 kHz. Il est important de souligner à ce stade qu'une telle largeur de raie constitue une référence pour les lasers semi-conducteurs à modes bloqués, puisqu'aucune autre structure n'a permis d'atteindre de valeur si faible à ce jour.

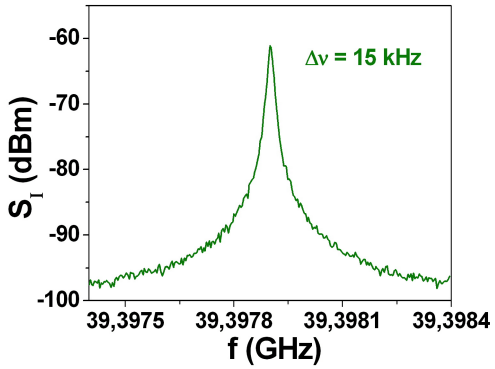
Le spectre optique du laser Fabry-Perot étant relativement large, nous avons procédé à l'expérience sur la corrélation de phase en isolant deux modes au centre du spectre, puis aux extrémités gauche et droite. Ces groupes de deux modes sont encadrés par des rectangles pointillés sur la figure 4.42. Les spectres du photocourant décrivant les signaux générés par ces battements de deux modes sont respectivement présentés sur les figures 4.44(b), 4.44(a) et4.44(c). A nouveau, nous pouvons constater que les signaux micro-ondes générés par les battements de ces groupes de deux modes ont tous une largeur spectrale identique à celle mesurée sur la figure 4.43 pour l'ensemble du spectre. Ce résultat montre donc d'abord que le phénomène de corrélation de phase est également présent dans les lasers Fabry-Perot à boîtes quantiques puisque les propriétés des battements micro-ondes générés par deux modes optiques adjacents sont invariantes quelque soient leurs positions dans le spectre optique. De plus, il permet à la fois d'étendre aux lasers Fabry-Perot les résultats théoriques sur le phénomène de verrouillage de modes passif obtenus pour les lasers DBR, et de confirmer la validité du modèle développé au cours de cette thèse pour les lasers à base de boîtes quantiques. En effet, la taille du mode optique se propageant dans la cavité est suffisament grande (1 μm^2) pour que celui-ci traverse simultanément un grand nombre de boîtes quantiques, étant donnée la densité élevée de boîtes par plan (1,5.10^2 μm^{-2}). De ce fait, le moyennage du gain par l'intermédiaire du facteur de confinement reste valable pour de telles structures, le confinement optique dans les boîtes étant de l'ordre de 0,15 % par plan.

4.11 Conclusion

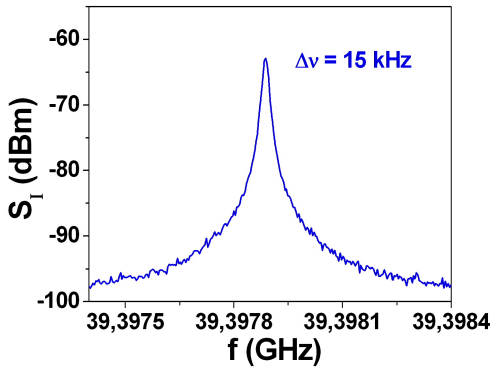
Ce chapitre, basé sur les résultats de caractérisation expérimentale, a permis de décrire de manière exhaustive le fonctionnement des lasers DBR à verrouillage de modes passif. Nous avons présenté l'influence des effets plasma et thermique sur l'évolution de la fréquence d'autopulsation en fonction des courants actif et Bragg. Nous avons ensuite démontré expérimentalement l'impact du confinement modal de la structure active par comparaison entre les lasers DBR à multi-puits quantiques et massifs. En effet, l'augmentation du confinement favorise l'apparition des effets non linéaires, et plus particulièrement du mélange à quatre ondes, ce qui conduit à l'obtention d'un régime de verrouillage de modes passif pour de faibles niveaux d'injection de courant. Cependant, nous avons pu constater



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.44 – Spectres du photocourant décrivant les signaux générés par battement des groupes de deux modes adjacents situés respectivement a) à gauche, b) au centre et c) à droite du spectre optique.

qu'un facteur de confinement aussi élevé que 70% engendre des difficultés importantes de couplage ainsi qu'un accroissement de l'occurence des sauts de fréquence d'autopulsation. Il semble donc qu'un confinement de l'ordre de 20% offre un meilleur compromis entre renforcement du mélange à quatre ondes, couplage et accordabilité de la fréquence d'autopulsation. Par ailleurs, nous avons souligné l'intérêt des lasers DBR à double section active, tant au niveau de la plage d'accordabilité continue que de la mise en phase des battements de mode, conduisant à l'émission d'impulsions courtes en limite de transformée de Fourier. Ensuite, en étroite relation avec l'analyse développée au chapitre 2, nous avons mis en place des expériences spécifiques visant à mettre en évidence l'existence du phénomène de corrélation de phase engendrée par blocage de modes passif. Le très bon accord entre résultats expérimentaux et théoriques démontre que, dans les lasers DBR à semi-conducteurs, les modes longitudinaux sont corrélés en phase à travers le processus de verrouillage de modes passif induit par le mélange à quatre ondes. Enfin, nous avons clos ce chapitre par la présentation de résultats expérimentaux obtenus sur des lasers à boîtes quantiques qui génèrent des signaux autopulsants dont les largeurs spectrales sont aussi faibles que la dizaine de kHz, faisant franchir un palier important aux lasers semi-conducteurs à modes bloqués pour la génération de porteuses optiques micro-ondes à faible gigue.

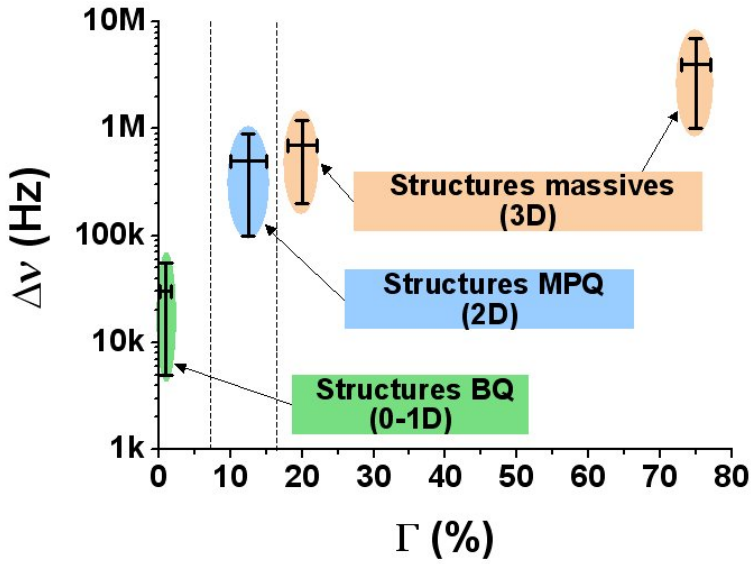


FIG. 4.45 – Synthèse des différentes mesures de largeurs specrales des signaux autopulsants en fonction du confinement optique des structures étudiées.

Bibliographie

[1] H.-F. Liu, S. Arahira, T. Kunii et Y. Ogawa, "Tuning characteristics of monolithic passively mode-locked distributed bragg reflector semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. 11, pp. 1965-1975, 1996.

[2] G- H. Duan, P. Gallion, et G. Debarge, "Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. 1, pp.32-44, 1990.

[3] K. Sato, "Optical pulse generation using Fabry-Perot lasers under continuous wave operation", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, pp. 1288-1293, 2003.

[4] C. Gosset, "Etude du mélange à quatre ondes dans des structures semi-conductrices actives pour l'application à la régénération tout-optique", *Mémoire de thèse*, ENST Paris, Décembre 2002.

[5] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-18, No. 2, pp. 256-264, 1982.

[6] P. Gallion, "Pureté spectrale d'un laser semi-conducteur synchronisé. Applications à la détection cohérente", *Mémoire de thèse d'état*, Université de Montpellier, Juin 1986.

[7] C. Harder, K. Vahala et A. Yariv, "Measurement of the linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 42, No. 4, pp. 328-330, 1983.

[8] C. Gosset, J. Renaudier, G.-H. Duan, G. Aubin et J.-L. Oudar, "Phase and amplitude characterization of a 40 GHz self-pulsating DBR laser based on autocorrelation analysis", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. 2, pp. 970-975, 2006.

[9] R. Trebino et D.J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating", *IEEE Journal of Optical Society of America, A*, Vol. 10, pp. 1101-1111, 1993.

[10] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, M. A. Krumbügel, B. A. Richman et D.J. Kane, "Measuring ultrashort laser pulses in the time frequency domain using frequency-resolved optical gating", *American Inst. Phys., Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, pp. 3277-3295, 1997.

[11] C. Dorrer et I. Kang, "Simultaneous temporal characterization of telecommunication optical pulses and modulators by use of spectrogramms", *Optics Letters*, Vol. 27, No. 15, pp.1315-1317, 2002.

[12] D. J. Kane, "Real-time measurement of ultrashort laser pulses using principal component generalized projections", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 4, No. 2, pp. 278-284, 1998.

[13] M. A. F. Roelens, B. C. Thomsen et D. J. Richardson, "Multi-wavelength EAM based optical sampling for performance monitoring in high bit-rate WDM systems", *in Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper We4.P.115, 2004.

[14] B. C. Thomsen, M. A. F. Roelens, R. T. Watts et D. J. Richardson, "Comparison between nonlinear and linear spectrographic techniques for the complete characterization of high bit-rate pulses used in optical communications", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 9, pp. 1914-1916, 2005.

[15] D. J. Kane, "Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, No. 4, pp.421-431, 1999.

[16] Z. Alferov, "Double heterostructure lasers : ealry days and future perspectives", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, No. 6, pp. 832-840, 2000.

[17] W. T. Tsang, "Extremely low threshold (AlGa)As graded-index waveguide separate-confinement heterostructure lasers grown by molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, Vol. 40, pp. 217-219, 1982.

[18] Y. Arakawa et H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current", *Applied Physics Letters*, Vol. 40, pp. 939-941, 1982.

[19] L. V. Asryan et R. A. Suris, "Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser", *Semiconductor Science Tehnologies*, Vol. 11, pp. 554-569, 1996.

[20] N. Kirstaedter et al., "Low threshold, large T injection laser emission from (InGa)As quantum dots", *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 1416-1418, 1994.

[21] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, et D. G. Deppe, "Low threshold oxide-confined 1.3 μm quantum dot laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 33, pp. 230-232, 2000.

[22] A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, N. A. Maleev, V. M. Ustinov, D. A. Lifshits, I. S. Tarasov, D. A. Bedarev, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov, I. P. Soshnikov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, N. N. Ledentsov, et D. Bimberg, "3.9 W CW power from sub-monolayer quantum dot diode laser", *Electronics Letters*, Vol. 35, pp. 1845-1846, 1999.

[23] A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsatsul'nikov, N. N. Ledentsov, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, P. S. Kop'ev, et Z. I. Alferov, "Negative characteristic temperature of InGaAs quantum dot injection laser", *Jpn. Journal of Applied Physics*, pt. 1, Vol. 36, pp. 4216-4218, 1997.

[24] G. Park, O. B. Shchekin, S. Csutak, D. L. Huffaker, et D. Deppe, "Room-temperature continuous-wave operation of a single-layered 1.3 μm quantum dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 75, pp. 3267-3269, 1999.

[25] T. Akiyama, M. Ekawa, K. Kawaguchi, H. Sudo et H. Kuwatsuka, "Quantum dots for semiconductor optical amplifiers", *in Proceedings of Optical Fiber Communications (OFC) COnference*, paper OWM2, 2005.

[26] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lämmlin, D. Bimberg, M. G. Thompson, K. T. Tan, C. Marinelli, R. V. Penty, I. H. White, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, Yu. M. Shernyakov, et A. R. Kovsh, "35 GHz mode-locking of 1.3 μm quantum dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 85, Issue 5, pp. 843-845, 2004.

[27] M. Kuntz, G. Fiol, M. Laemmlin, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, M. G. Thompson, K. T. Tan, C. Marinelli, R. V. Penty, I.H. White, M. van der Poel, D. Birkedal, J. Hvam, A.R. Kovsh et V. M. Ustinov, "35 GHz passive mode-locking of InGaAs/GaAs quantum dot lasers at 1.3 μm with Fourier-limited pulses", *in Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Vol. 1, 2004.

[28] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng et K. J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, Issue 19, pp. 2825-2827, 2001.

[29] F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, F. Pommereau et A. Accard, "Room Temperature Continuous-Wave Operation of Buried Ridge Stripe Lasers Using InAs-InP (100) Quantum Dots as Active Core", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 7, pp. 1369-1371, 2005.

Chapitre 5

Synchronisation d'un laser autopulsant par injection externe

Dans tout système de transmission, il est nécessaire d'établir une cohérence entre les oscillations micro-ondes de l'émetteur et un signal de référence dont la fréquence est relativement proche de celle de l'émetteur. Moyennant certaines conditions d'amplitude et de phase, l'injection d'énergie de la part de la source de référence vers l'oscillateur micro-onde force ce dernier à se synchroniser et devenir cohérent avec le signal de référence. Ce phénomène de synchronisation d'oscillateurs micro-ondes par injection externe, étudié de manière exhaustive pour les circuits électroniques depuis de nombreuses années [1–3], a récemment pris une importance nouvelle dans le domaine de l'optique en vue du déploiement des technologies sans fil haut débit, ainsi que de la montée en débit des lignes de transmission terrestres. Contrairement aux circuits électroniques, la synchronisation d'un oscillateur optique micro-onde, tel que le laser DBR autopulsant, peut être envisagée suivant deux types d'injection, soit par voie électrique pour la génération de porteuses optiques micro-ondes [4–6], soit par voie optique pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ et au delà [7–11]. Compte tenu des caractéristiques propres aux dispositifs disponibles pour notre étude, ce chapitre s'attache à décrire l'ensemble des travaux menés sur l'approche à base de lasers autopulsants par verrouillage de modes pour l'application de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$. Néanmoins, l'excitation de la densité de porteurs étant à l'origine du mécanisme de synchronisation quel que soit le schéma d'injection utilisé, les résultats obtenus sur les propriétés spectrales des lasers AP synchronisés par injection optique sont valables pour l'injection électrique.

5.1 Approche théorique de la synchronisation d'un laser autopulsant

Dans le cadre de notre application, c'est à dire la récupération d'horloge tout-optique, nous nous proposons d'étudier la gigue et le bruit de phase du laser autopulsant à modes bloqués synchronisé par un signal d'horloge injecté, ce qui implique que l'effet de séquence ne soit pas pris en compte dans cette analyse. Pour alléger l'écriture, nous notons par la suite f la fréquence d'analyse du bruit de phase définie comme le décalage en fréquence autour de la fréquence porteuse considérée.

5.1.1 Bruit de phase d'un laser autopulsant synchronisé

Les éléments caractéristiques de cette étude sont donc les paramètres spécifiques du laser AP en régime libre, ainsi que ceux caractérisant le signal d'horloge à injecter. D'une part, les paramètres caractérisant le signal émis par le laser AP sont principalement sa fréquence d'auto-pulsation en régime libre f_{ap} et sa densité spectrale de bruit de phase intrinsèque $S_{\phi_{ap}}$. $S_{\phi_{ap}}$ peut être décrite, conformément à l'expérience, par une forme en $\frac{1}{f^2}$ correspondant à un spectre lorentzien du photocourant :

$$S_{\phi_{ap}}(f) = \frac{\Delta\nu}{2\pi f^2} \tag{5.1}$$

où $\Delta\nu$ désigne la largeur spectrale à mi-hauteur.
D'autre part, l'horloge optique incidente est définie par sa fréquence porteuse f_{in} et sa densité spectrale de bruit de phase est notée $S_{\phi_{in}}$. La fréquence du signal injecté pouvant être différente de celle du laser AP libre, nous définissons l'écart fréquentiel entre ces deux oscillateurs par Δf et la bande d'accrochage Δf_{max} comme l'écart fréquentiel maximal permettant de maintenir la synchronisation du laser AP. Tous ces paramètres sont représentés schématiquement sur la figure 5.1. Il est à noter

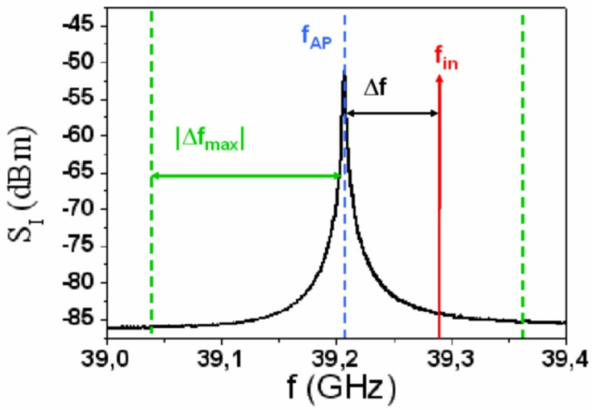


FIG. 5.1 – Description schématique des différents paramètres utilisés pour l'étude du phénomène de synchronisation par injection d'un oscillateur optique micro-onde.

que l'expression de la bande d'accrochage, développée dans [12], est relativement complexe, c'est pourquoi nous ne l'expliciterons pas dans ce rapport. Nous rappelons cependant que cette expression montre la dépendance de la bande d'accrochage à la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ du laser AP libre et au taux d'injection α. Ainsi, pour un taux d'injection donné, la bande d'accrochage est d'autant plus petite que la largeur spectrale $\Delta\nu$ est faible. En d'autres termes, plus la pureté spectrale de l'oscillateur est grande et plus sa synchronisation devient difficile car l'écart fréquentiel tolérable se réduit. Ce résultat est analogue à celui découlant des propriétés de la célèbre équation d'Adler [2] qui décrit la synchronisation en phase d'un oscillateur micro-onde. Nous pouvons néanmoins souligner une différence importante entre ces deux approches : dans le cas des lasers autopulsants, le terme d'injection fait intervenir les puissances, et non les champs.

Par analogie avec les oscillateurs micro-ondes, et à partir des paramètres définis précédemment, il a été démontré qu'un laser AP synchronisé par un signal d'horloge optique présente un bruit de phase dont la densité spectrale de puissance (DSP) S_{ϕ_L} peut s'exprimer par [12] :

$$S_{\phi_L}(f) = \frac{f_c^2}{f^2 + f_c^2} \cdot S_{\phi_{in}}(f) + \frac{f^2}{f^2 + f_c^2} \cdot S_{\phi_{ap}}(f) \tag{5.2}$$

où f_c désigne la fréquence caractéristique du laser synchronisé. Ce paramètre clé est défini de la manière suivante :

$$f_c = \sqrt{\Delta f_{max}^2 - \Delta f^2} \tag{5.3}$$

D'après cette expression, nous constatons que le carré de la fréquence caractéristique du système est égal au carré de la bande d'accrochage moins le carré de l'écart fréquentiel entre les deux oscillateurs. Nous pouvons noter ainsi que la fréquence caractéristique est d'autant plus grande que l'écart fréquentiel est faible.

Cette expression du bruit de phase du laser synchronisé nous permet de mettre en évidence l'existence de trois régimes de fonctionnement distincts, principalement déterminés par la fréquence caractéristique f_c :

- $f \ll f_c$: le bruit de phase du laser synchronisé est dominé par celui de l'horloge incidente. Autrement dit, celle-ci transfère son bruit de phase à l'horloge récupérée. Ce régime de fonctionnement correspond donc à une zone de transparence vis à vis du signal injecté.
- $f \gg f_c$: la contribution du laser AP libre au bruit de phase du laser synchronisé devient dominante. Autrement dit, le bruit du laser synchronisé n'est plus influencé par celui du signal injecté.
- $f \sim f_c$: la zone située au voisinage de f_c est semblable à un régime de transition dans lequel les contributions du laser AP et de l'horloge incidente se mélangent.

Si nous considérons maintenant la nature "lorentzienne" du bruit de phase du laser AP exprimée par (5.1), l'expression du bruit de phase (5.2) peut se réécrire sous la forme :

$$S_{\phi_L}(f) = \frac{1}{1+(\frac{f}{f_c})^2} \cdot \left(S_{\phi_{in}}(f) + \frac{\Delta\nu}{2\pi f_c^2} \right) \tag{5.4}$$

Cette expression du bruit de phase du laser synchronisé nous permet de souligner l'apparition d'une fonction de filtrage du second ordre dont la fréquence de coupure à -3dB n'est autre que la fréquence caractéristique f_c. Ensuite, le second membre du terme entre parenthèses, qui représente la contribution au bruit de phase du laser AP libre, montre que le laser AP doit être considéré comme un dispositif de filtrage actif, et non passif, comme le décrit la figure 5.2. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que cette contribution du laser AP libre est uniquement fonction de la largeur spectrale $\Delta\nu$ et de la fréquence caractéristique f_c. Il est important de remarquer à ce stade que ces deux

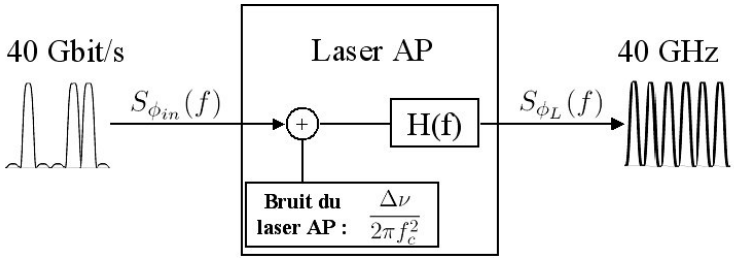


FIG. 5.2 – Représentation du laser synchronisé comme un dispositif de filtrage actif.

paramètres ne sont pas en réalité indépendants puisque f_c est reliée à $\Delta\nu$ via le terme de bande d'accrochage Δf_{max}. Ainsi, la contribution au bruit de phase du laser AP libre est principalement déterminée par $\Delta\nu$. Ce point peut être souligné en introduisant dans l'équation (5.4) le coefficient ρ, défini comme le rapport $\frac{\Delta\nu}{f_c}$, afin de réécrire le bruit de phase du laser synchronisé comme suit :

$$S_{\phi_L}(f) = H(f) \cdot \left(S_{\phi_{in}}(f) + \frac{\rho^2}{2\pi\Delta\nu} \right) \tag{5.5}$$

où nous avons introduit la fonction de transfert de bruit de phase $H(f)$ définie par :

$$H(f) = \frac{1}{1+(\frac{f}{f_c})^2} \tag{5.6}$$

Cette fonction de transfert représente un filtre passe-bande du second ordre dont la décroissance est compatible avec les recommandations ITU-T. A l'instar des dispositifs de filtrage électroniques, le paramètre clé qui gouverne l'efficacité d'un tel filtre passe bas est la fréquence de coupure à -3dB, déterminée ici par la fréquence caractéristique f_c. Dans un souci de simplicité, nous pouvons considérer désormais un écart fréquentiel nul ($\Delta f = 0$) entre le laser AP et l'horloge optique injectée.

Dans ce cas, la fréquence caractéristique de notre système f_c devient égale à la bande d'accrochage Δf_{max} du laser AP. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la bande d'accrochage du laser dépend non seulement de la largeur spectrale $\Delta\nu$ mais aussi du taux d'injection α. Cependant, la puissance du signal injecté étant un paramètre externe au laser AP, il n'est pas envisageable d'utiliser α pour contrôler f_c. Aussi, $\Delta\nu$ constitue le seul levier sur lequel s'appuyer afin d'optimiser les performances du dispositif. Cette idée est schématiquement représentée sur la figure 5.3 pour une structure laser donnée, c'est à dire pour un coefficient ρ fixé. L'évolution du bruit de phase

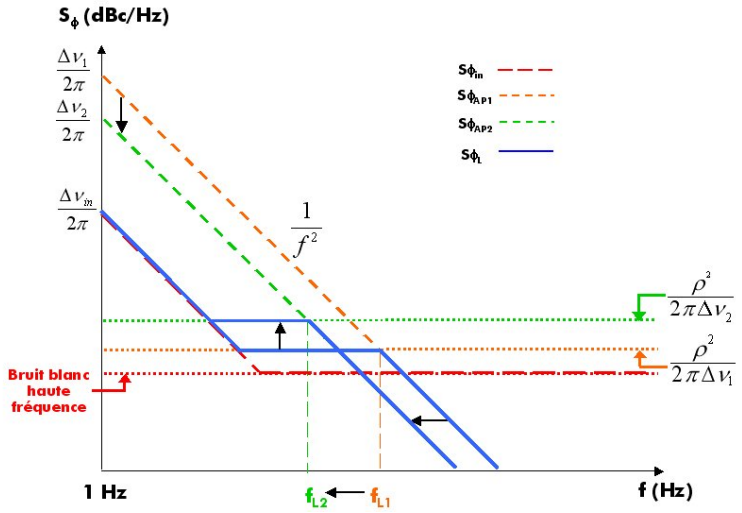


FIG. 5.3 – Illustration schématique de l'impact de la largeur spectrale $\Delta\nu$ sur la fréquence de coupure, pour un laser donné.

du laser synchronisé (trait plein) est construite à partir des bruits de phase du signal injecté (trait discontinu) et du laser AP (trait pointillé), pour deux valeurs différentes de $\Delta\nu$ telles que $\Delta\nu_1 > \Delta\nu_2$. Le bruit de phase du laser AP est décrit sur cette figure conformément à l'équation (5.1). Ce schéma illustre clairement le fait qu'une diminution de la largeur spectrale $\Delta\nu$ entraîne une diminution de la fréquence de coupure du laser synchronisé, simple répercussion de la diminution de la bande d'accrochage. Nous observons également que cette réduction de la fréquence de coupure s'accompagne d'une augmentation de la contribution du laser libre au niveau de la zone de transition. En résumé, nous avons mis en évidence dans ce paragraphe le rôle crucial de la largeur spectrale dans la perspective d'amélioration des performances d'un laser synchronisé parce que cette dernière détermine la fréquence de coupure de la fonction de filtrage du dispositif.

5.1.2 Gigue temporelle d'un laser autopulsant synchronisé

Par définition, la gigue temporelle dite "RMS" (Root Mean Square) du laser synchronisé s'exprime simplement en fonction de la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit de phase de ce

dernier :

$$\sigma = \frac{1}{2\pi f_{in}} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi_L}(f) df} \tag{5.7}$$

avec f_{in} la fréquence du laser synchronisé.

Le bruit de phase, et par la même, la gigue temporelle du laser synchronisé proviennent d'une part du signal incident, et d'autre part du laser AP libre. A partir de l'équation (5.2) donnant l'expression de la DSP du bruit de phase du laser synchronisé, nous pouvons effectivement distinguer deux contributions à la gigue temporelle de celui-ci, comme le montre l'expression suivante :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{in}^2 + \sigma_{ap}^2} \tag{5.8}$$

avec :

$$\sigma_{in} = \frac{1}{2\pi f_{in}} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_c^2}{f^2 + f_c^2} \cdot S_{\phi_{in}}(f) df} \tag{5.9}$$

et :

$$\sigma_{ap} = \frac{1}{2\pi f_{in}} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f^2}{f^2 + f_c^2} \cdot S_{\phi_{ap}}(f) df} \tag{5.10}$$

Dés lors, dans l'hypothèse du spectre RF lorentzien du laser AP libre, sa propre contribution à la gigue temporelle totale peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{ap} &= \frac{1}{2\pi f_{in}} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{f^2 + f_c^2} df} \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}\pi f_{in}} \sqrt{\frac{\Delta\nu}{f_c}} \end{aligned} \tag{5.11}$$

Cette expression montre que la contibution du laser AP libre à la gigue dépend uniquement du rapport ρ entre sa largeur spectrale et la fréquence de coupure. La figure 5.4 illustre la quantité de gigue RMS introduite par le laser AP libre en fonction de ρ, pour une fréquence du laser synchronisé de 40 GHz. Nous remarquons ainsi sur cette figure que ρ doit être inférieur à 10^{-2} pour la gigue RMS introduite par le laser AP libre reste inférieure à 300 fs.

5.1.3 Influence du bruit optique du signal injecté

L'influence du rapport signal sur bruit optique (OSNR, Optical Signal-to-Noise Ratio) du signal injecté sur la gigue du laser synchronisé s'obtient en introduisant, dans l'expression du bruit de phase du signal incident, le battement généré au sein du laser entre le bruit optique et la composante d'horloge. D'après les calculs détaillés en annexe C et dérivés de l'analyse du bruit de photodétection

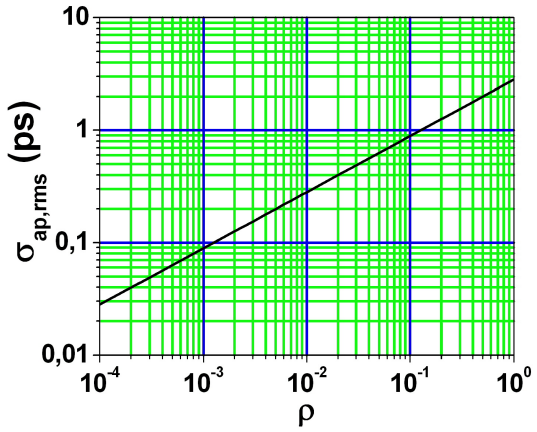


FIG. 5.4 – Evaluation de la gigue RMS introduite par le laser AP libre en fonction du rapport entre sa largeur spectrale et la fréquence de coupure, pour une fréquence du laser synchronisé de 40 GHz.

établi par Henry et Olsson [17,18], la DSP du bruit de phase du signal incident s'exprime de la manière suivante :

$$S_{\varphi_{in}}(f) = S_{\varphi_{ck}}(f) + \frac{1}{B_0 m^2}\left[\frac{2}{OSNR} + \left(1 - \frac{f_{in}+f}{B_0}\right)\left(\frac{1}{OSNR}\right)^2\right] \tag{5.12}$$

avec $S_{\varphi_{ck}}$ la DSP du bruit de phase du signal d'horloge, m la profondeur de modulation de l'horloge définie comme le rapport entre la puissance maximale et la puissance moyenne, B_0 la largeur du filtre optique placé devant le laser et $OSNR$ le rappport signal sur bruit optique calculée dans B_0. A partir de cette expression, la gigue du laser synchronisé introduite par le signal incident peut être séparée en deux contributions distinctes :

$$\sigma_{in} = \sqrt{{\sigma_{ck}}^2 + {\sigma_{osnr}}^2} \tag{5.13}$$

avec σ_{ck} la contribution de l'horloge et σ_{OSNR} celle du bruit d'émission spontanée amplifiée (ASE, Amplified Spontaneous Emission), exprimées par :

$$\begin{aligned} \sigma_{ck} &= \frac{1}{2\pi f_{in}} \cdot \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_c^2}{f^2+f_c^2} S_{\phi_{ck}}(f) df} \\ \sigma_{osnr} &= \frac{1}{2\pi f_{in}} \cdot \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_c^2}{f^2+f_c^2} \frac{1}{B_0 m^2}\left[\frac{2}{OSNR} + \left(1 - \frac{f_{in}+f}{B_0}\right)\left(\frac{1}{OSNR}\right)^2\right] df} \end{aligned} \tag{5.14}$$

En considérant que la fréquence de coupure f_c est petite devant la fréquence d'horloge f_{in}, il est possible de ramener l'expression de la gigue due au bruit d'ASE à la formulation suivante :

$$\sigma_{osnr} = \frac{1}{2\pi f_{in}} \cdot \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_c^2}{f^2+f_c^2} \frac{1}{B_0 m^2}\left[\frac{2}{OSNR} + \left(1 - \frac{f_{in}}{B_0}\right)\left(\frac{1}{OSNR}\right)^2\right] df}$$

Le calcul de la contribution du bruit d'ASE à la gigue totale aboutit alors à l'expression suivante de σ_{osnr} :

$$\sigma_{osnr} \simeq \frac{1}{2\sqrt{2}\pi f_{in}} \cdot \sqrt{\frac{2\pi f_c}{B_0 m^2}\left[\frac{2}{OSNR} + \left(1 - \frac{f_{in}}{B_0}\right)\left(\frac{1}{OSNR}\right)^2\right]} \tag{5.15}$$

A partir de cette équation, la figure 5.5 présente l'évolution de σ_{osnr} en fonction de l'OSNR du signal incident, pour une fréquence d'horloge f_{in} de 40 GHz, un filtre de largeur B_0 égale à 2 nm, et différentes profondeurs de modulation. Nous pouvons constater que l'impact du bruit d'ASE sur la gigue du laser synchronisé est quasiment négligeable pour des valeurs d'OSNR supérieures à 30 $dB/0,1nm$. De plus, nous pouvons vérifier que l'impact du bruit optique croît lorsque la profondeur de modulation diminue.

En conclusion, la gigue temporelle du laser synchronisé peut s'exprimer sous la forme suivante :

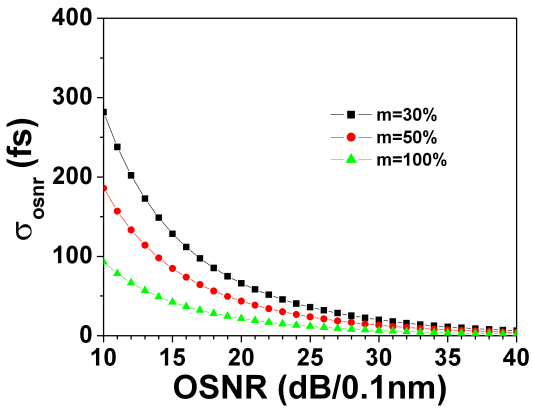


FIG. 5.5 – Evolution de la gigue introduite par le bruit d'ASE en fonction de l'OSNR du signal incident.

$$\sigma = \sqrt{{\sigma_{ck}}^2 + {\sigma_{sp}}^2 + {\sigma_{osnr}}^2} \tag{5.16}$$

où σ_{ck}, σ_{ap} et σ_{osnr} représentent respectivement la contribution du signal incident, la contribution intrinsèque du laser AP libre et celle du bruit d'ASE porté par le signal incident.

5.2 Etude expérimentale : impact de la largeur spectrale

5.2.1 Etude comparative entre lasers massif et à boîtes quantiques

Au cours de ce travail, nous avons caractérisé deux types de lasers mis en module : un laser DBR à matériau massif et un laser FP à base de boîtes quantiques dont les caractéristiques respectives sont résumées dans le tableau 5.1. Il est important de souligner à ce stade que le type de cavité

laser, DBR ou FP, affecte seulement le nombre de modes longitudinaux mais n'a aucun effet ni sur la qualité de l'accrochage ni sur la densité spectrale de bruit de phase. Les performances spectrales de chaque horloge peuvent donc être considérées comme représentatives de la structure interne des lasers.

Type de laser	Laser DBR à matériau massif [1]	Laser FP à boites quantiques [2]
Longueur totale	1120 μm	1050 μm
Longueur d'onde	1520 nm	1500 nm
Point de fonctionnement	280 mA	230 mA
Fréquence d'AP	40.28 GHz	40.28 GHz
Largeur spectrale mesurée	1 MHz	20 kHz

TAB. 5.1: Caractéristiques des lasers en module étudiés.

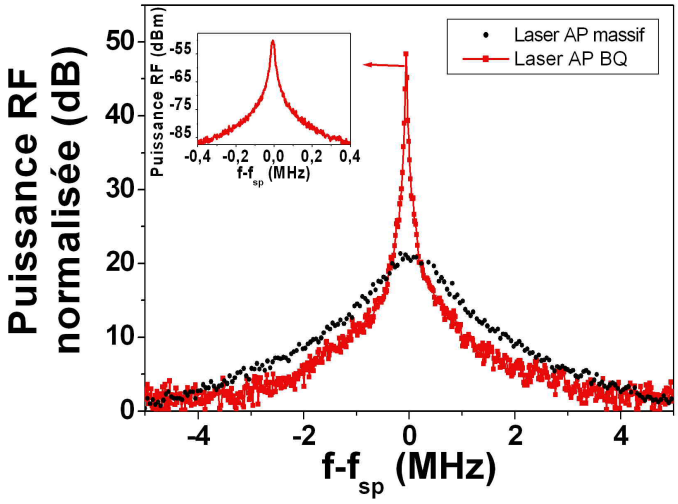


FIG. 5.6 – Comparaison des spectres du photocourant en régime libre du laser massif (courbe pointillée) et du laser à boîtes quantiques (courbe continue).

L'engouement suscité ces dernières années par les composants semi-conducteurs à base de boîtes quantiques et les premiers résultats très prometteurs sur le verrouillage de modes passif publiés

[1] Comme nous l'avons déjà évoqué à la fin du chapitre 4, le laser DBR mis en module est un laser à double section active.

[2] La structure active de ce laser à boîtes quantiques est identique à celle présentées dans la section 4.10.1 du chapitre 4.

dans la littérature [13–16] ont justifié leur évaluation dans le cadre de cette étude, bien que ceux-ci n'avaient pas été identifiés comme approche potentielle initialement. La figure 5.6 montre le spectre d'auto-pulsation en régime libre mesuré sur le laser massif (courbe pointillée) et sur le laser à boîtes quantiques (courbe continue). De ces spectres, nous déduisons des largeurs de raie à mi-hauteur de 1 MHz et 20 kHz respectivement pour le laser massif et le laser à boîtes quantiques (BQ). Cette réduction de largeur spectrale entre les deux structures est la principale motivation de cette étude comparative puisqu'elle doit s'accompagner d'une réduction de la fréquence de coupure de la fonction de filtrage de bruit des lasers AP, d'après les prédictions établies dans la première partie de ce chapitre.

5.2.2 Dispositif expérimental

L'évaluation fine des performances des deux types de laser AP est basée sur la mesure du bruit de phase des horloges récupérées, par l'intermédiaire d'un analyseur de bruit de phase Europtest PN9000. Cet appareil permet de mesurer la densité spectrale de puissance de bruit de phase d'un signal d'horloge en fonction de la fréquence d'analyse, ainsi que le calcul de la gigue RMS. Conçu dans le cadre du projet RNRT ROTOR, il possède une plage de fonctionnement étendue jusqu'à 45 GHz, avec une bande d'analyse allant jusqu'à 500 MHz autour de la porteuse. La figure 5.7 présente le dispositif expérimental mis en place pour l'étude comparative des lasers AP massif et BQ. A l'aide d'un modulateur électro-optique Niobate de Lithium, un signal d'horloge électrique à

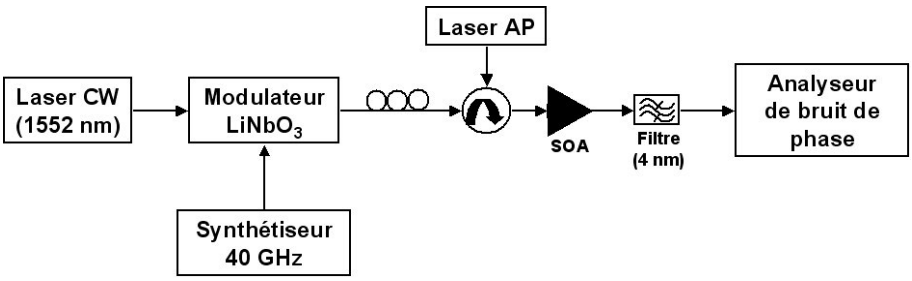


Fig. 5.7 – Description du dispositif expérimental mis en oeuvre pour l'étude comparative des lasers AP basée sur des mesures de bruit de phase.

40,28 GHz émis par un synthétiseur est converti en horloge optique à une longueur d'onde de 1552 nm. Ce signal d'horloge optique à 40,28 GHz est ensuite injecté dans le laser AP via un circulateur. Un contrôleur de polarisation est insèré dans le dispositif afin de contrôler les effets de polarisation. Le bruit de phase de l'horloge récupérée par le laser AP est ensuite analysé après amplification par un SOA puis filtrage de la proportion de l'horloge injectée réfléchie par la facette du laser.

5.2.3 Caractérisation du bruit de phase : expérience et théorie

La figure 5.8 compare les performances en filtrage de gigue haute fréquence entre le laser BQ et le laser massif lorsque le signal d'entrée est une horloge optique, dont le bruit de phase est représenté sur cette même figure. Nous reportons aussi sur cette figure le plancher de bruit de l'appareil de mesure. Tout d'abord, les types de réponse obtenus pour les deux lasers AP sont en très bon accord avec l'analyse théorique de la synchronisation d'un laser auto-pulsant développée dans la partie précédente. En effet, nous distinguons trois régions, comme cela a été précisé dans la première partie

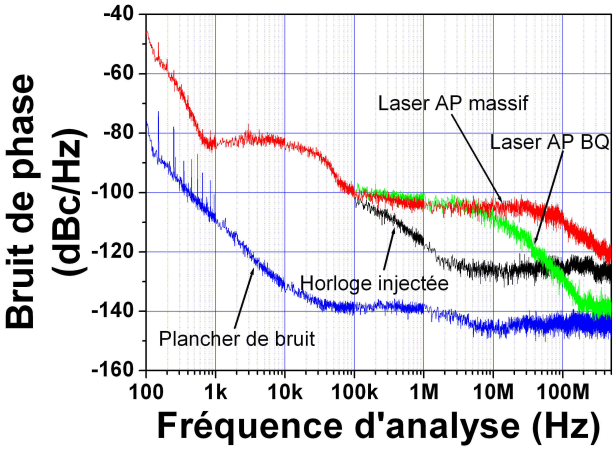
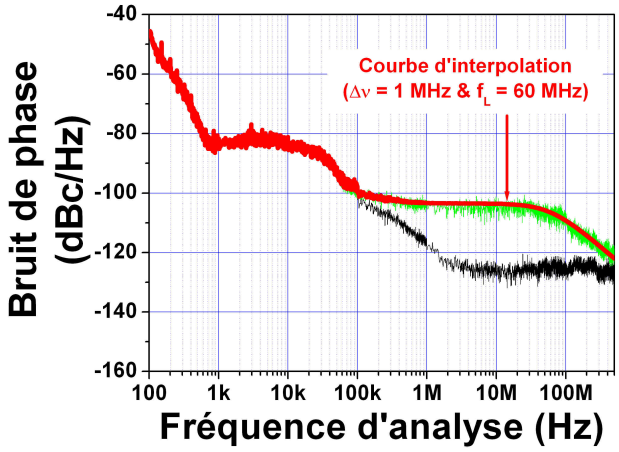


FIG. 5.8 – Mesures comparatives de bruit de phase effectuées sur les deux types de laser avec une horloge identique en entrée.

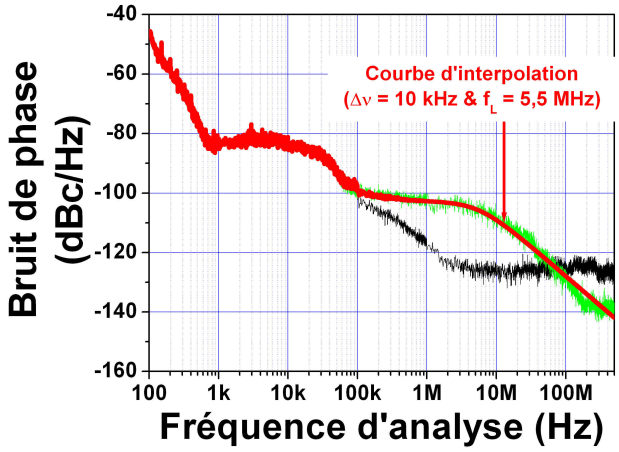
de ce chapitre. La région se situant à des fréquences inférieures à 60 kHz est dominée par le bruit du signal incident : cette région correspond à la zone de transparence, pour laquelle la récupération d'horloge n'induit aucun effet de filtrage de gigue. En revanche, nous observons l'effet de filtrage induit par le laser avec une atténuation de type $1/f^2$ pour les hautes fréquences : c'est la zone de filtrage. Entre ces deux régions, nous distinguons la zone de transition pour laquelle le bruit est principalement déterminé par le bruit du laser. Ensuite, ces mesures mettent clairement en évidence une fréquence de coupure du bruit de phase plus faible dans le cas du laser BQ, et par conséquent, un plus grand effet de filtrage. Nous confirmons donc expérimentalement les prédictions théoriques de la première partie selon lesquelles une diminution de la largeur de raie du laser AP en régime libre conduit à une réduction de la fréquence de coupure de la fonction de filtrage de bruit. Par ailleurs, nous notons que le niveau de bruit du laser BQ atteint le plancher de bruit de l'appareil de mesure pour une fréquence d'analyse supérieure à 300 MHz.

Dans le souci de vérifier la consistance des prédictions théoriques, nous nous proposons de confronter l'expression du bruit de phase d'un laser synchronisé décrite par l'équation (5.4) avec les mesures

de bruit de phase des deux lasers étudiés. Pour cela, en introduisant le bruit de phase mesuré de l'horloge incidente $S_{\phi_{in}}$ dans (5.4), nous interpolons les courbes expérimentales en utilisant la largeur spectrale et la fréquence de coupure comme paramètres ajustables. Les figures 5.9(a) et 5.9(b) présentent les courbes théoriques de bruit de phase obtenues pour les deux types de laser se rapprochant le plus des courbes expérimentales. Le bruit de phase du signal d'horloge injecté est aussi rappelé sur ces deux figures. Ces figures montrent que l'expression théorique 5.4 du bruit de phase



(a)



(b)

FIG. 5.9 – Interpolation des densités spectrales de puissance de bruit de phase mesurées expérimentalement pour les lasers synchronisés (a) massif et (b) à boîtes quantiques.

d'un laser synchronisé représente parfaitement le phénomène de synchronisation en phase du laser AP puisqu'il est possible de faire coïncider les courbes expérimentale et théorique. De plus, l'obtention de cette coïncidence nous permet de déterminer avec précision les paramètres clés de cette

approche : la largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\nu$ du laser AP libre et la fréquence f_c de coupure à -3 dB. A partir de la figure 5.9(a), les valeurs obtenues pour ces deux grandeurs sont respectivement 1 MHz et 60 MHz. L'égalité entre les valeurs théorique et expérimentale de la largeur de raie du laser massif démontre par ailleurs la consistance de notre analyse théorique. La figure 5.9(b), qui présente les résultats obtenus pour le laser BQ, conduit à l'obtention d'une largeur spectrale de 10 kHz et d'une fréquence de coupure à -3 dB de 5,5 MHz. La différence entre les valeurs de largeur de raie obtenues par interpolation (10 kHz) et par mesure sur l'analyseur de spectre électrique (20 kHz) s'explique par la difficulté rencontrée en pratique sur un analyseur de spectre électrique pour mesurer avec précision des largeurs spectrales de l'ordre de la dizaine de kHz, car les rétroactions transférées au laser par couplage optique engendrent des fluctuations de la fréquence d'AP. Ce phénomène n'est pas problèmatique lorsque les largeurs spectrales à mesurer sont de l'ordre du MHz, mais il le devient pour des largeurs spectrales inférieures à la centaine de kHz. Or, lors de l'injection d'un signal externe pour réaliser la synchronisation, ces perturbations deviennent négligeables devant la puissance du signal injecté. C'est pourquoi la mesure du bruit de phase du laser synchronisé permet de s'affranchir de ces perturbations, et peut être considèrée comme une méthode de mesure précise des largeurs spectrales des composants. Ensuite, la très courte fréquence de coupure de 5,5 MHz obtenue pour le laser BQ est très proche de la valeur recommandée par la norme ITU-T pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$. Pour confirmer cette observation, nous avons

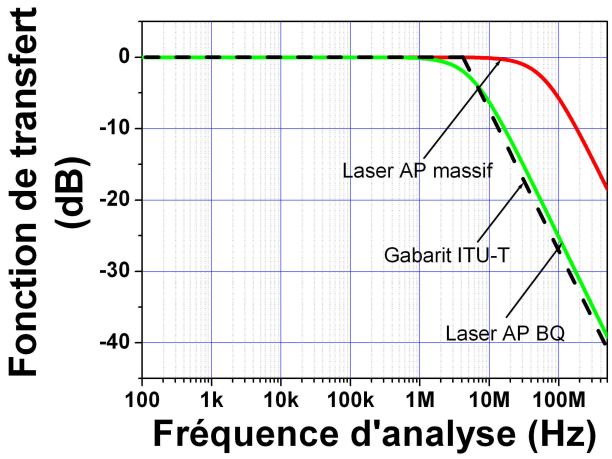


FIG. 5.10 – Comparaison des fonctions de transfert de bruit de phase $H(f)$ des lasers AP avec le gaarit de la norme ITU-T.

représenté sur la figure 5.10 les fonctions de transfert $H(f)$ définies par l'équation (5.6) en introduisant les fréquences de coupures f_c extraites de l'interpolation. Le gabarit de la fonction de transfert défini par la norme ITU-T G825.1 est également représenté, en trait discontinu. Cette figure montre

clairement la quasi-coïncidence de la fonction de transfert du laser BQ avec le gabarit de la norme ITU-T.

Par ailleurs, nous pouvons constater sur la figure 5.8 que le bruit de phase dans la zone de transition, dominé par le laser AP, n'a pas souffert d'augmentation malgré la diminution de la fréquence de coupure. Plus précisément, les bruits de phase dans la zone de transition sont approximativement égaux à -105 dBc/Hz pour les deux lasers étudiés. Ceci implique que le rapport ρ entre largeur spectrale et fréquence de coupure diffère pour les deux structures étudiées. En effet, d'après les valeurs estimées par les fonctions d'ajustement rappelées dans le tableau 5.2, celui-ci vaut respectivement 1,7.10^{-2} et 1,8.10^{-3} pour le laser massif et le laser BQ. Conformément à la figure 5.4 page 119, ces valeurs impliquent que la gigue introduite par le laser BQ soit nécessairement inférieure (100 fs) à celle intoduite par le laser massif (400 fs). Par conséquent, il semble que le laser BQ présente le double avantage d'avoir une fréquence de coupure basse et d'introduire une faible quantité de gigue.

Type de laser	$\Delta\nu$	f_c	ρ
Laser à matériau massif	1 MHz	60 MHz	1,7.10^{-2}
Laser à boites quantiques	10 kHz	5,5 MHz	1,8.10^{-3}

TAB. 5.2: Comparaison des rapports ρ entre largeur spectrale et fréquence de coupure pour les deux structures étudiées.

En résumé, l'analyse du bruit de phase menée sur la récupération d'horloge montre clairement l'impact de la largeur spectrale à mi-hauteur du laser AP libre sur le contrôle de la fréquence de coupure, comme cela a été décrit par l'analyse théorique. Il convient donc maintenant d'en observer les conséquences sur la qualité de la récupération d'horloge obtenue pour ces deux types de laser.

5.3 Performances de la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$

5.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des performances de récupération d'horloge est décrit par la figure 5.11 et se décompose en trois parties distinctes.

La première partie, relative à la génération du signal incident, comprend un générateur de séquences dont le rôle est de fournir une séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS, Pseudo Random Binary Sequence) de longueur variable (de 2^7-1 à 2^{31}-1) à 10 $Gbit/s$ et un signal d'horloge à 10 GHz. Nous contrôlons la quantité de gigue des signaux délivrés par le générateur de séquences par

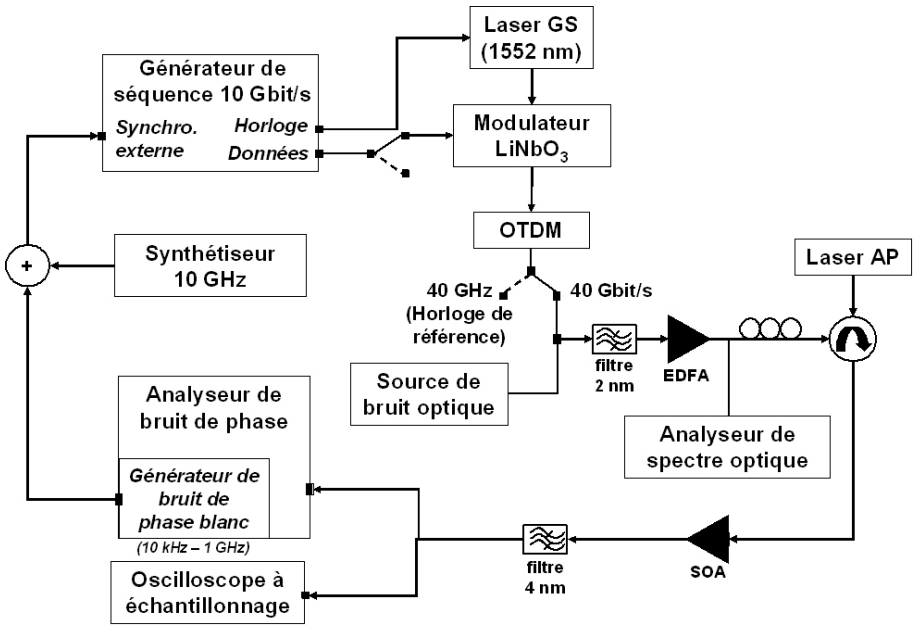


FIG. 5.11 – Description du dispositif expérimental mis en oeuvre pour l'étude des performances de la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ à base de lasers AP à modes bloqués.

l'intermédiaire de l'analyseur de bruit de phase d'Europtest. En effet, cet appareil permet de superposer au signal de synchronisation externe du générateur de séquences à 10 GHz un bruit de phase blanc de puissance variable, sur la plage de fréquences 10 kHz-1 GHz. Les signaux bruités en phase (notés Horloge et Données sur la figure 5.11) sont utilisés pour piloter respectivement un laser à commutation de gain ($\lambda \sim$1552 nm), pour la fourniture d'impulsions étroites à 10 GHz, et un modulateur électro-optique Niobate de Lithium, pour la conversion du signal électrique de modulation des données en signal optique. Un dispositif de multiplexage optique passif (OTDM, Optical Time Division Multiplexer) permet ensuite de multiplexer le train de données à 10 $Gbit/s$ en un train de données à 40 $Gbit/s$. Ce dispositif de multiplexage fournissant un retard optique d'une dizaine de ns seulement, il ne délivre des séquences purement PRBS que pour des longueurs de séquence inférieures à 2^7-1. En l'absence de signal de modulation sur le modulateur electro-optique, le signal sortant du bloc OTDM est une horloge optique à 40 GHz, qui sera considérée par la suite comme l'horloge de référence pour la mesure de la gigue portée par les séquences de données incidentes.

La deuxième partie inclut les éléments optiques nécessaires au fonctionnement et au test des lasers AP à savoir :

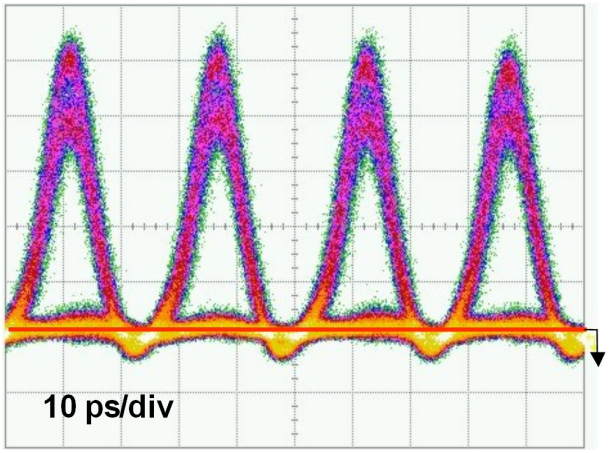
- une source de bruit optique (ASE, Amplified Spontaneous Emission) de puissance variable, réalisée par un amplificateur optique à fibre (EDFA, Erbium-Doped Fiber Amplifier),
- un filtre optique de bande passante B_0 égale à 2 nm pour filtrer le bruit hors-bande du signal injecté,

- un pré-amplificateur optique (EDFA) pour le contrôle de la puissance injectée dans le dispositif de récupération d'horloge,
- un analyseur de spectre optique placé directement après le pré-amplificateur pour la mesure du rapport signal sur bruit optique (OSNR, Optical Signal-to-Noise Ratio),
- un circulateur optique pour l'injection des données incidentes et la récupération du signal d'horloge émis par le laser synchronisé,
- un contrôleur de polarisation pour l'observation des effets de polarisation,
- un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA, Semiconductor Optical Amplifier) utilisé en raison de l'adaptation de sa bande passante optique aux longueurs d'onde émises par les lasers AP étudiés,
- un filtre optique de bande passante 4 nm pour la sélection du signal d'horloge en sortie du dispositif.

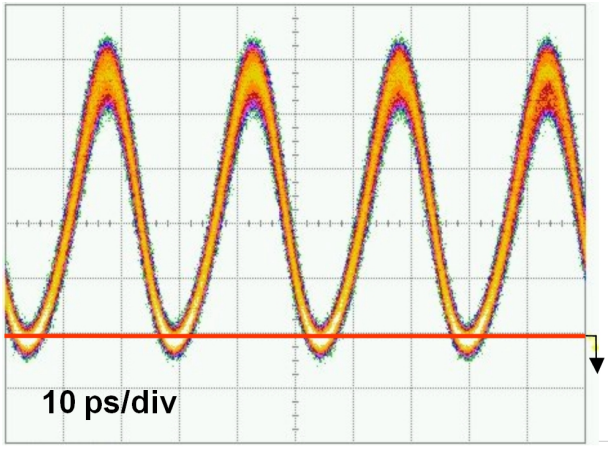
La troisième partie concerne la phase de mesure et d'analyse : un oscilloscope à échantillonnage Agilent avec une base de temps de haute précision pour l'analyse de la réponse temporelle et l'analyseur de bruit de phase Europtest PN9000, pour la détermination de la gigue et l'extraction de la fonction de transfert de gigue.

5.3.2 Analyse temporelle

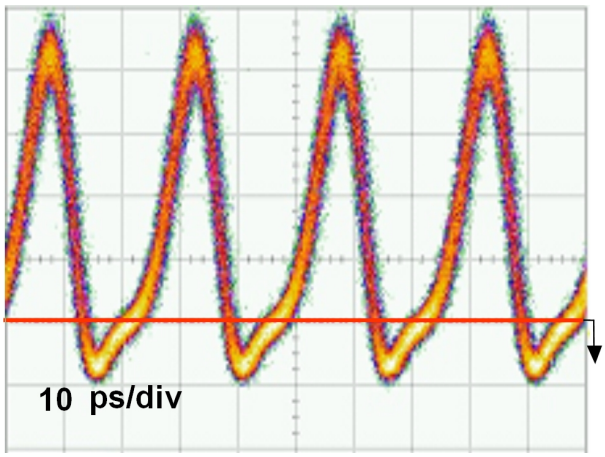
Comme première évaluation, nous avons injecté dans chaque laser AP une séquence pseudo aléatoire de longueur 2^{31}-1. Les figures 5.12(b) et 5.12(c) montrent les réponses temporelles des signaux d'horloge délivrés par les deux lasers par injection de la séquence de données illustrée par le diagramme de l'oeil de la figure 5.12(a). Comme nous pouvons le constater, le taux d'extinction (TE) est très élevé dans les deux cas, et nous l'estimons supérieur à 13 dB. Une mesure plus précise nécessiterait un appareillage plus adapté comme une caméra à balayage de fente, ou bien encore l'utilisation des méthodes décrites dans la section 4.8 du chapitre 4. La forme impulsionnelle observée pour le laser DBR massif est due au fait que ce laser émette des impulsions courtes, comme cela a été démontré au chapitre précédent dans la section 4.8. En outre, les bandes passantes des appareils (photodiode et oscilloscope à échantillonnage) sont suffisament larges pour que l'on puisse observer cette forme impulsionnelle. Par ailleurs, la déformation du pied des impulsions est un artefact de mesure attribué à la réponse impulsionnelle de la photodiode ("undershoot"), en raison de la raideur du front descendant des impulsions d'horloge. Enfin, il apparaît visiblement sur cette figure que le signal d'horloge délivré par le laser BQ est moins gigué que celui délivré par le laser massif. C'est ce que nous allons mettre en évidence dans le paragraphe suivant en étudiant l'évolution de la gigue des horloges récupérées en fonction de la gigue portée par le signal d'entrée.



(a)



(b)

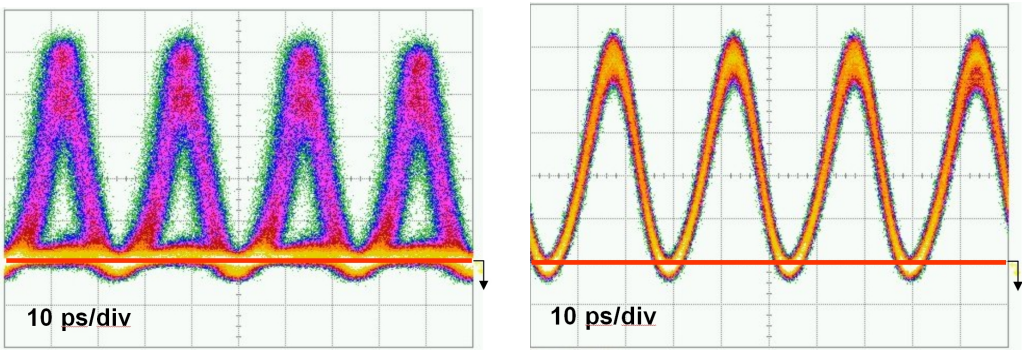


(c)

FIG. 5.12 – (a) Diagramme de l'oeil des données incidentes, puis formes temporelles des signaux d'horloge fournis par les lasers (b) à boîtes quantiques et (c) massif.

5.3.3 Comparaison de la qualité d'horloge récupérée en fonction de la gigue du signal d'entrée

Afin de vérifier le comportement relatif des deux types d'horloge en présence de signaux incidents dégradés, nous avons injecté un signal gigué dans chaque laser. L'illustration de cette dégradation du signal d'entrée est donnée par la figure 5.13(a). La figure 5.13(b) illustre quant à elle la qualité de l'horloge récupérée correspondant à un tel signal d'entrée et montre clairement l'effet de suppression de gigue du laser à boîtes quantiques sans altération des performances en terme de taux d'extinction. Pour déterminer la gigue du signal incident, nous effectuons une mesure de bruit de phase préalable



(a) (b)

FIG. 5.13 – a) Diagramme de l'oeil des données d'entrée giguées, b) forme temporelle de l'horloge récupérée par le lasers à boîtes quantiques.

sur l'horloge de référence comportant un niveau de bruit de phase identique à celui de la séquence de données. Nous déduisons de cette mesure la gigue RMS dans la bande de fréquence 100 Hz-500 MHz. Nous avons représenté sur la figure 5.14 l'évolution de la gigue des horloges récupérées par les deux lasers en fonction de la gigue du signal incident. Sur cette même courbe, nous avons ajouté une droite de pente 1, correspondant au cas sans suppression de gigue. De manière générale, nous observons clairement l'effet de suppression de gigue pour les deux types de laser. Mais surtout, ces mesures confirment que l'effet de filtrage de gigue reste supérieur dans le cas du laser à boîtes quantiques comme conséquence d'une fréquence de coupure plus faible. Elles confirment donc que la largeur de raie en régime libre est le paramètre clé qui conditionne les performances de la récupération d'horloge à base de lasers autopulsants.

5.3.4 Compatibilité avec les standards ITU-T de la récupération d'horloge à base de lasers à boites quantiques

La performance de filtrage de gigue du laser AP à boîtes quantiques est examinée en détail dans cette section. Nous nous intéressons donc à la réponse de ce laser vis à vis d'un signal d'entrée dont le

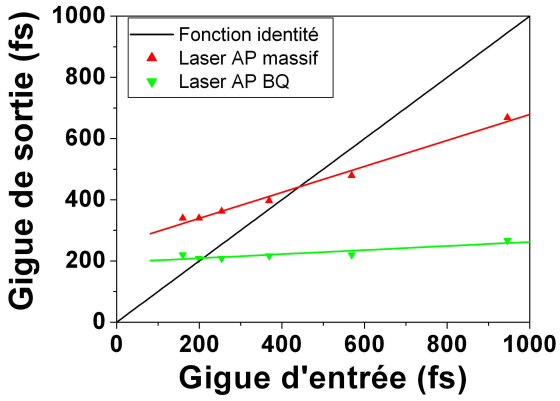


FIG. 5.14 – Evolution de la gigue des horloges récupérées par les lasers à boîtes quantiques et massif en fonction de la gigue du signal incident.

bruit de phase haute fréquence est fortement amplifié. Plus précisément, la gigue portée par le signal injecté correspond au pire cas de la figure 5.14, soit environ 1 *ps*. La figure 5.15 présente les mesures de bruit de phase effectuées sur les horloges récupérées par ce laser pour deux longueurs de séquence différentes (2^7-1 à 2^{31}-1), ainsi que la mesure du bruit de phase de l'horloge de référence. D'une part,

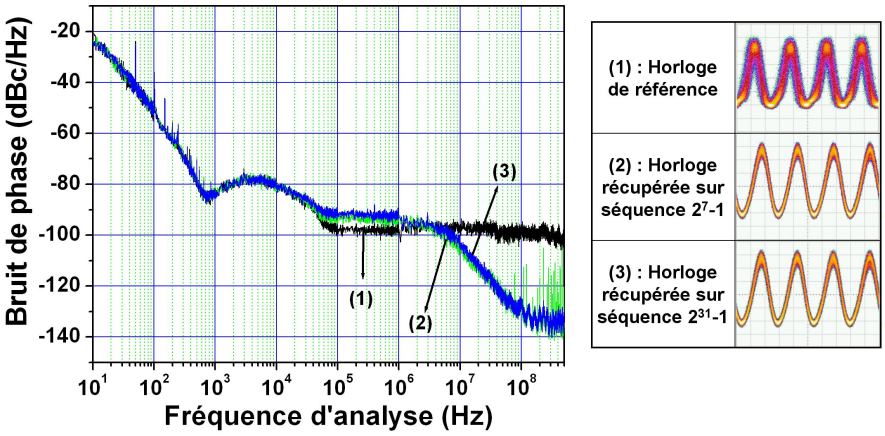


FIG. 5.15 – Mesures de bruit de phase sur le signal d'horloge récupéré par le laser à boîtes quantiques pour différentes longueurs de séquences du signal d'entrée fortement gigué.

la comparaison des mesures de bruit de phase effectuées sur les différentes longueurs de séquences pseudo aléatoires démontre qu'il n'y a pas d'influence de la longueur de séquence sur le verrouillage du laser. D'autre part, ces mesures démontrent de manière évidente l'effet très fort de suppression de gigue opéré par le laser BQ. De plus, ces mesures de densités spectrales de puissance du bruit de phase nous permettent d'obtenir une fonction de transfert de gigue expérimentale. La courbe en

décibel donnée par la figure 5.16 est obtenue en soustrayant la mesure de bruit de phase de l'horloge de référence à celle du bruit de phase de l'horloge récupérée. Comme nous pouvons le constater,

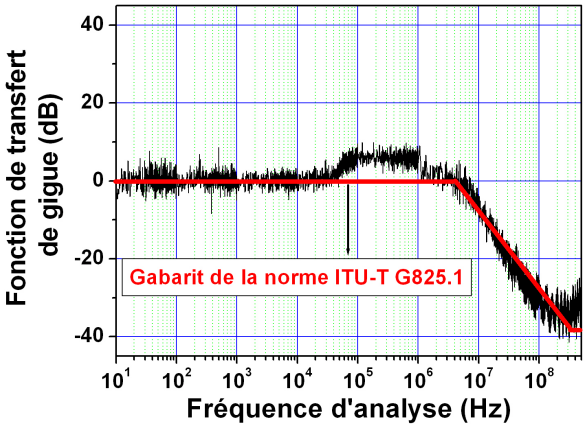


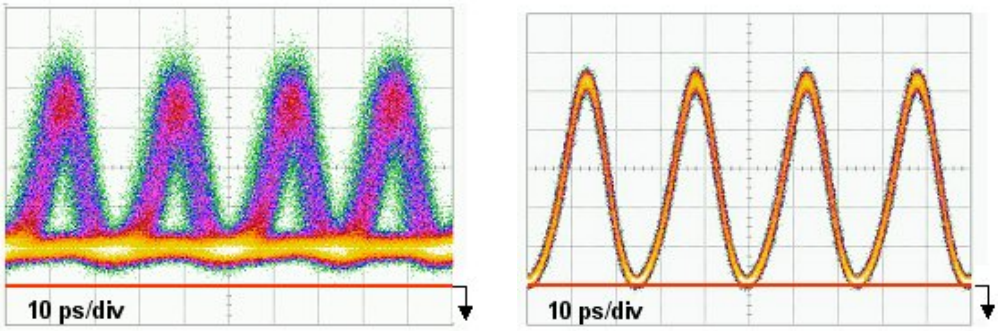
FIG. 5.16 – Fonction de transfert de gigue du laser à boîtes quantiques.

la courbe est centrée autour de 0 dB pour une gamme de fréquence allant de 10 Hz à 60 kHz : l'horloge est transparente à la gigue du signal incident. Pour f supérieure à 4 MHz, nous observons clairement le filtrage de la gigue d'entrée avec une atténuation de -20 $dB/decade$. En revanche, il apparaît une remontée de bruit entre 60 kHz et 4 MHz, correspondant à la gigue additive introduite par le laser AP libre dans la zone de transition. Lorsque nous superposons le gabarit de la fonction de transfert de gigue recommandé par la norme ITU-T G825.1, nous obtenons un très bon accord entre ce gabarit et la mesure. Ce résultat expérimental remarquable démontre pour la première fois à notre connaissance, qu'un dispositif optique de traitement de signal peut présenter des performances équivalentes aux dispositifs électroniques et compatibles avec les normes en vigueur. Il montre aussi que seule l'approche à base de boites quantiques nous permet de réaliser un dispositif de récupération d'horloge conforme aux spécifications de filtrage de la gigue non corrélée.

5.3.5 Impact du bruit optique sur la récupération d'horloge

Afin de compléter cette étude, l'impact du bruit optique (OSNR) sur la récupération d'horloge a été évalué. Etant donnée la supériorité des performances du laser BQ par rapport au laser massif, cette caractérisation a été menée uniquement sur le laser BQ. Comme cela a été décrit précédemment, l'OSNR du signal incident, ajustable via une source de bruit (ASE) placée devant le pré-amplificateur optique, est mesuré sur un analyseur de spectre optique avant d'effectuer la récupération d'horloge. Les figures 5.17(a) et 5.17(b) montrent le diagramme de l'oeil du signal incident lorsque l'OSNR est dégradé à 21 dB/0,1 nm, ainsi que le signal d'horloge récupéré par le laser pour une puissance

d'injection de 8,5 dBm. Ces figures montrent que l'effet de filtrage de gigue du laser AP reste



(a) (b)

FIG. 5.17 – a) Diagramme de l'oeil du signal incident pour un OSNR de 21 $dB/0,1nm$, et b) horloge récupérée par le laser à boîtes quantiques.

efficace, sans détérioration du taux d'extinction de l'horloge, malgré la dégradation d'OSNR du signal incident.

La figure 5.18 présente les résultats de l'ensemble des mesures effectuées et donne l'évolution de la gigue portée par l'horloge récupérée en fonction de l'OSNR du signal PRBS incident. La courbe en trait plein représente l'interpolation des données expérimentales réalisée à partir de l'équation (5.15) exprimant l'impact théorique du bruit optique sur la gigue de l'horloge. Cette courbe est obtenue en considérant l'impact de l'OSNR négligeable au delà de 30 $dB/0,1nm$, si bien que nous déduisons pour de telles valeurs d'OSNR la gigue σ_1 introduite à la fois par le laser AP et par la composante d'horloge du signal incident :

$$\sigma_1 = \sqrt{{\sigma_{ck}}^2 + {\sigma_{sp}}^2} \approx 187fs \tag{5.17}$$

Dés lors, l'impact théorique de la dégradation d'OSNR se calcule en additionnant σ_1 à la contribution du bruit optique donnée par (5.15), en ajustant la profondeur de modulation de la composante d'horloge :

$$\sigma = \sqrt{{\sigma_1}^2 + {\sigma_{osnr}}^2} \tag{5.18}$$

L'ajustement de la profondeur de modulation de la composante d'horloge conduit à une valeur de 40%. Cette faible valeur s'explique par le fait que les mesures ont été réalisées à partir d'une séquence binaire, alors que le modèle théorique ne traite que d'un signal d'horloge comme signal incident. Or, il est clair que la composante d'horloge d'un signal PRBS est nécessairement plus faible que celle d'une horloge pure, à puissance moyenne fixe. Par ailleurs, cette interpolation des données expérimentales montre clairement que l'augmentation de la gigue de l'horloge récupérée observée pour des OSNR inférieurs à 30 $dB/0,1nm$ est la conséquence du bruit optique. Enfin, les données expérimentales

montrent que, malgré cette augmentation de la gigue, la laser AP à boîtes quantiques présente une gigue inférieure à 300 fs pour des valeurs d'OSNR descendant jusqu'à 14 $dB/0,1nm$.

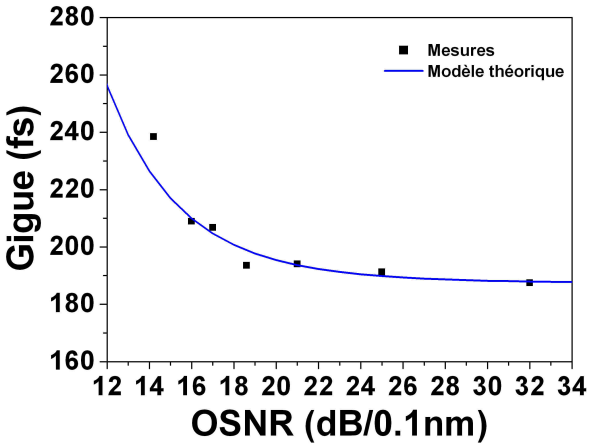


FIG. 5.18 – Evolution de la gigue de l'horloge récupérée par le laser à boîtes quantiques en fonction de l'OSNR du signal incident.

5.3.6 Cascade des lasers autopulsants massif et à boites quantiques

Les résultats des deux paragraphes précédents démontrent que l'approche des lasers AP à base de boîtes quantiques permet d'envisager la réalisation de récupérations d'horloge fonctionnant pour des OSNR fortement dégradés et compatibles avec la norme ITU-T G825-1, à condition toutefois de trouver une solution simple pour réduire la sensibilité à la polarisation de ces composants. En effet, si dans le cas du laser massif nous n'observons aucune sensibilité à la polarisation, nous constatons un comportement radicalement opposé dans le cas du laser BQ. Il est donc crucial de réduire cette sensibilité à la polarisation pour pouvoir utiliser ce genre de dispositif dans une interface de régénération.

Etant donnée la propriété d'indépendance à la polarisation des lasers massifs, nous avons imaginé de cascader les deux lasers précédemment testés de sorte que les fluctuations de polarisation du signal incident soient d'abord absorbées par le laser massif, avant que la gigue haute fréquence ne soit filtrée par le laser BQ. En pratique, une fibre à maintien de polarisation placée entre les deux lasers en module est nécessaire pour garantir l'injection du laser à boîtes quantiques suivant la polarisation TE. La figure 5.19 présente le dispositif expérimental mis en place pour la caractérisation du tandem "laser massif-laser BQ". La première et la troisième parties de ce dispositif expérimental sont identiques à celles du dispositif précédent. Seule la deuxième partie concernant le dispositif de récupération d'horloge est modifiée. En amont du tandem de lasers AP, un brouilleur de polarisation

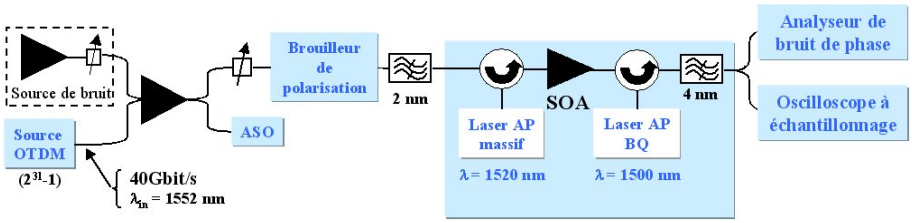
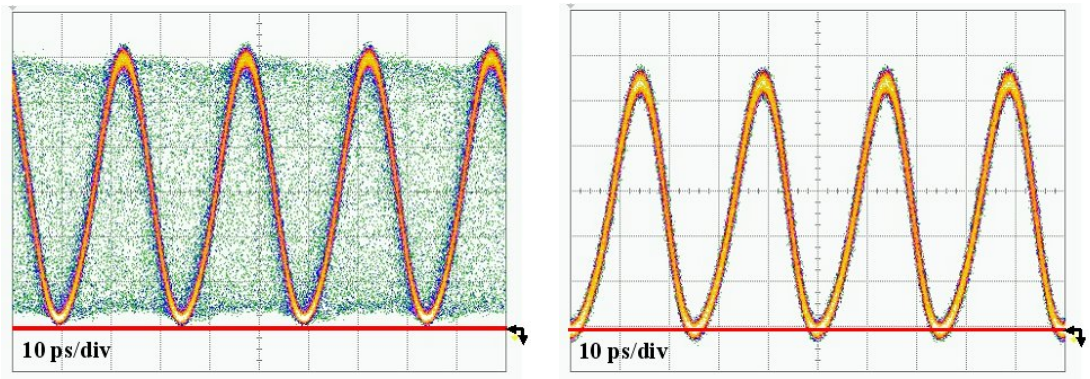


FIG. 5.19 – Description du dispositif expérimental d'une récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ insensible à la polarisation à partir du tandem "laser massif-laser BQ".

est introduit pour tester l'insensibilité à la polarisation du dispositif. Le tandem de lasers AP correspond à un schéma de récupération d'horloge à deux étages. Le premier, constitué du laser massif, joue le rôle d'une interface d'adaptation à la polarisation en fournissant à l'étage suivant un signal d'horloge dont l'état de polarisation est fixe. Le second étage, constitué du laser à boîtes quantiques, délivre ensuite une horloge de grande pureté spectrale grâce à ses performances de filtrage de gigue haute fréquence. Un SOA est insèré entre ces deux étages afin de fournir une puissance nécessaire au verrouillage du laser BQ.

Dans un premier temps, l'impact des fluctuations de polarisation du signal incident ainsi que le bruit de phase du tandem de lasers AP ont été examinés. La puissance du signal injecté à l'entrée du premier étage est de 7 dBm, celle du second étage est de 2 dBm, et l'OSNR du signal incident est pour l'instant fixé à 32 $dB/0,1nm$. Les figures 5.20(a) et 5.20(b) présentent les traces temporelles observées à l'oscilloscope à échantillonnage en l'absence et en présence du laser massif. Comme prévu,



(a) (b)

FIG. 5.20 – Horloges récupérées a) par laser BQ seul et b) par le tandem de lasers AP, lorsque l'état de polarisation du sigal incident varie.

en supprimant le laser massif, nous observons sur la figure 5.20(a) un fort impact des fluctuations de polarisation (induites par le brouilleur de polarisation) conduisant à un verrouillage partiel du

laser BQ. Inversement, sur la figure 5.20(b), nous constatons que la présence du laser massif comme premier étage permet un verrouillage complet du laser BQ quel que soit l'état de polarisation du signal incident. De plus, les propriétés de taux d'extinction ($> 13\ dB$) et de faible gigue temporelle de l'horloge délivrée par le tandem de lasers AP semblent identiques à celles de l'horloge délivrée par le laser BQ seul, indiquant que la cascade des deux lasers AP n'induit pas d'altération des performances. Afin de vérifier cette observation, une mesure de bruit de phase de l'horloge délivrée par le tandem de lasers AP a été réalisée. La figure 5.21 présente le bruit de phase mesuré de ce

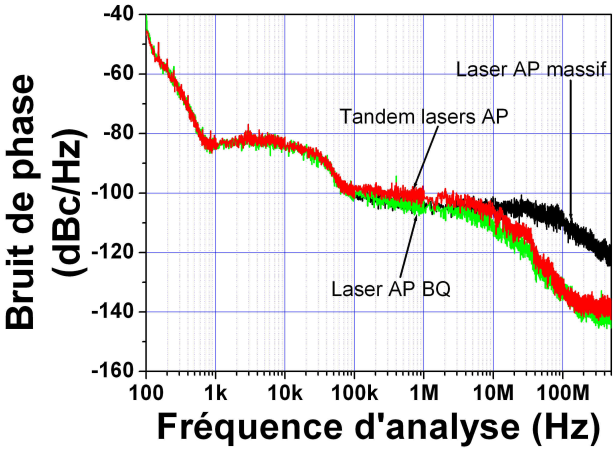


FIG. 5.21 – Comparaison des mesures de bruit de phase sur les signaux d'horloge récupérés par le laser AP massif, la laser AP BQ et le tandem des lasers AP.

tandem, ainsi que ceux précédemment mesurés pour les lasers massif et BQ pris isolément. La quasi-superposition des bruits de phase du tandem et du laser BQ démontre que les propriétés de filtrage de gigue du tandem sont déterminées par le laser BQ principalement. Seule la plage de fréquence 100 kHz-20 MHz présente un léger décalage du bruit de phase dû à l'addition des contributions au bruit des deux lasers. Néanmoins, exprimée en terme de gigue, cette légère addition de bruit reste d'un effet mineur puisque la gigue calculée pour le tandem est de 220 fs, au lieu de 187 fs pour le laser BQ seul. Par conséquent, la solution du tandem de lasers AP dégage des performances similaires au laser BQ seul, tant pour le taux d'extinction que pour la gigue, tout en possèdant la propriété d'insensibilité à la polarisation incidente.

Dans un deuxième temps, nous avons évalué les performances de ce tandem vis à vis de la dégradation d'OSNR du signal incident. Pour ce faire, nous avons d'abord évalué la limite basse en OSNR garantissant le bon fonctionnement de cette solution pour un puissance d'injection du signal incident fixée à 7 dBm. La figure 5.22 illustre l'évolution de la gigue du signal d'horloge délivré par le tandem en fonction de l'OSNR du signal incident. A titre de comparaison, les résultats expé-

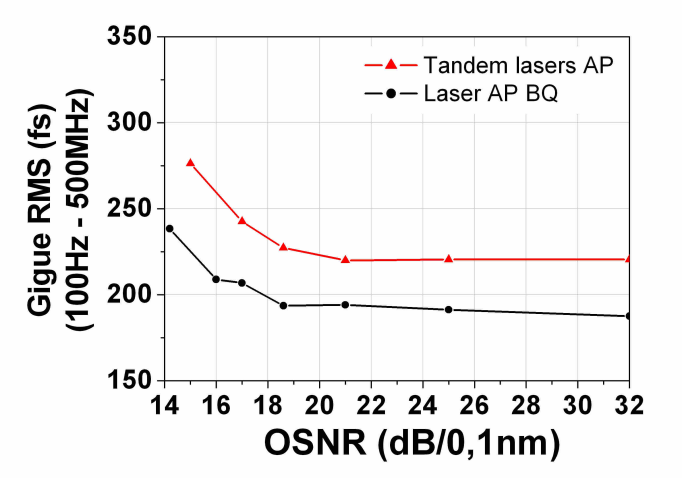
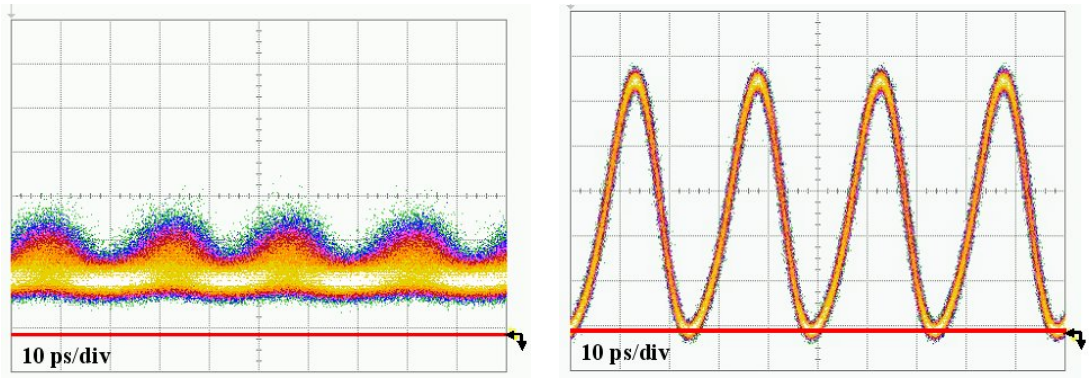


FIG. 5.22 – Comparaison de l'évolution de la gigue des horloges récupérées par le laser à boîtes quantiques et le tandem de lasers AP en fonction de l'OSNR du signal incident.

rimentaux obtenus pour le laser BQ seul sont rappelés sur cette figure. Ces résultats corroborent les résultats précédents en montrant l'augmentation de la gigue du tandem d'environ 30 fs pour des OSNR faiblement dégradés. Ensuite, la gigue RMS du tandem reste inférieure à 300 fs pour des valeurs d'OSNR descendant jusqu'à 15 $dB/0,1nm$. En dessous de cette valeur, nous observons une croissance drastique de la gigue de l'horloge, signe du déverrouillage du dispositif. Cette limite de fonctionnement est en fait due au déverrouillage du premier étage, c'est à dire du laser massif, puisque le laser BQ seul reste verrouillé jusqu'à 14 $dB/0,1nm$. Les figures 5.23(a) et 5.23(b) illus-



(a) (b)

FIG. 5.23 – a) Diagramme de l'oeil du signal incident pour un OSNR de 16 $dB/0,1nm$, et b) horloge récupérée par le tandem de lasers AP.

trent le diagramme de l'oeil du signal injecté et l'horloge récupérée par le tandem au voisinage de la limite de fonctionnement du dispositif.

Dans un dernier temps, nous avons mesuré la dynamique en puissance d'injection ΔP_{in} du tandem de lasers AP en fonction de la dégradation de l'OSNR du signal incident. Les résultats de ces mesures

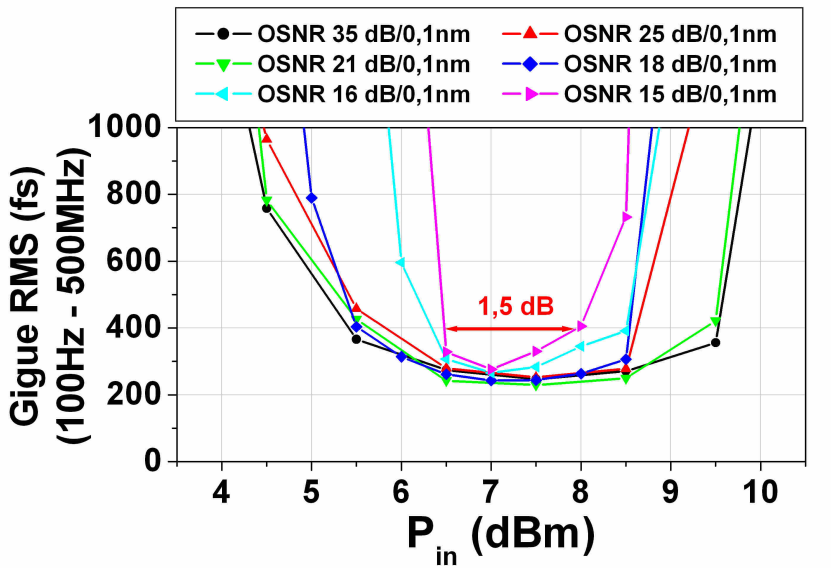


FIG. 5.24 – Mesure de la dynamique en puissance d'injection du tandem de lasers AP pour différentes valeurs d'OSNR du signal incident.

sont représentés par la figure 5.24, sur laquelle nous avons tracé l'évolution de la gigue mesurée sur l'horloge récupérée en fonction de la puissance injectée P_{in} sur le premier étage, pour différentes valeurs d'OSNR du signal incident. La puissance injecté sur le second étage est toujours fixée à 2 dBm. Cette figure montre que la dynamique en puissance d'injection ΔP_{in} du dispositif se réduit fortement lorsque l'OSNR devient inférieur à 18 $dB/0,1nm$. Cependant, nous pouvons noter qu'en limite de fonctionnement, c'est à dire pour un OSNR de 15 $dB/0,1nm$, ΔP_{in} reste égal à 1,5 dB pour une gigue maximale de 400 fs.

Pour conclure, nous avons démontré pour la première fois le fonctionnement d'un dispositif de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ satisfaisant à l'ensemble des spécifications requises à savoir :

- insensibilité à la polarisation du signal incident,
- taux d'extinction supérieur à 13 dB,
- filtrage de gigue compatible avec les standards ITU-T,
- tolérance à la dégradation de l'OSNR du signal incident.

5.4 Conclusion et perspectives

L'analyse théorique de l'effet de synchronisation d'un laser autopulsant, développée au cours de ce chapitre, nous a conduit à établir théoriquement le rôle fondamental joué par la largeur de raie en régime d'auto-pulsation libre. En effet, lors de la synchronisation d'un laser autopulsant, la fonction de transfert du bruit de phase du signal incident vers le laser autopulsant se caractérise par une fréquence de coupure dont la valeur est déterminée par la largeur spectrale d'auto-pulsation. Ce paramètre clé régit donc les propriétés de gigue des porteuses optiques millimètriques générées. Une étude expérimentale, basée sur la comparaison des mesures de bruits de phase de deux lasers synchronisés ayant des largeurs de raie significativement différentes, a permis de souligner la consistance du modèle théorique et de démontrer quantitativement l'impact de ce paramètre sur la fonction de transfert de gigue. La dernière partie de ce chapitre, qui rassemble les derniers résultats majeurs obtenus pour l'application de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$, démontre la possibilté de réaliser des dispositifs optiques compatibles avec les normes en vigueur définies pour des composants électroniques. Ainsi, l'utilisation de lasers à base de boîtes quantiques dont la largeur spectrale est proche du kHz nous a permis d'obtenir des fonctions de transfert de gigue compatibles avec le gabarit de la norme ITU-T G825.1 ainsi qu'une grande tolérance à la dégradation d'OSNR du signal incident, pouvant descendre jusqu'à 14 $dB/0,1nm$. Enfin, afin d'envisager l'utilisation de récupérations d'horloge tout-optique dans une interface de régénération, il est nécessaire de résoudre le problème de sensibilité à la polarisation de ce genre de dispositif. Nous avons donc proposé et testé une solution dite "tandem", consistant à cascader deux lasers AP, le premier servant d'interface d'adaptation à la polarisation et le second réalisant le filtrage de la gigue. Cette solution constitue le premier dispositif de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ satisfaisant à l'ensemble des spécifications requises pour ce genre de dispositif, à savoir une insensibilité à la polarisation, un taux d'extinction élevé, un filtrage de gigue compatible avec les normes en vigueur et une grande tolérance à la dégradation du signal incident.

Bien entendu, il est souhaitable que le tandem de lasers AP ne représente qu'une solution alternative pour la récupération d'horloge tout-optique, puisque la cascade de deux composants induit nécessairement une augmentation de la complexité de fabrication et de son coût. Le seul problème conduisant à cette solution réside, pour l'heure, dans la sensibilité à la polarisation des lasers à boîtes quantiques. Par conséquent, la recherche sur l'insensibilité à la polarisation des composants à base de boîtes quantiques représente pour la récupération d'horloge tout-optique un challenge important puisque cette propriété rendrait automatiquement les lasers AP à boîtes quantiques utilisables dans les interfaces de régénération.

Par ailleurs, les résultats obtenus sur la synchronisation par injection optique dans le cadre de la récupération d'horloge étant transposables à la synchronisation par injection électrique, les lasers à

boîtes quantiques se présentent comme des composants à très fort potentiel pour les applications de communications sans fil large bande. En effet, libérés du problème d'insensibilité à la polarisation, ces lasers semi-conducteurs répondent parfaitement à la condition sine qua non des applications radio sur fibre, à savoir la génération de porteuses optiques millimètriques avec de très faibles bruit de phase.

Bibliographie

[1] D. G. Tucker, "The synchronization of oscillators", *Elec. Eng.*, Vol. 15, pp. 412-418, 1943.

[2] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators", *in Proceedings of IRE*, Vol. 34, pp. 351-357, 1946 (*reprinted in Proceedings of IEEE*, Vol. 61, pp. 1380-1385, 1973).

[3] K. Kurokawa, "Injection locking of microwave solid-state oscillators", *in Proceedings of IEEE*, Vol. 61, pp. 1386-1410, 1973.

[4] D. Y. Kim, M. D. Pelusi, Z. Ahmed, D. Novak, H. F. Liu and Y. Ogawa, "Ultra-stable millimeter-wave signal generation using hybrid mode-locking of a monolithic DBR laser", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 9, pp. 733-734, 1995.

[5] T. Ohno, F. Nakajima, T. Furuta and H. Ito, "A 240-GHz active mode-locked laser diode for ultra-broadband fiber-radio transmission systems", *in Proceedings of Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Paper PDP13, 2005.

[6] D. Novak, D. Y. Kim, H. F. Liu, Z. Ahmed and Y. Ogawa , "Locking range of a hybrid mode-locked monolithic DBR semiconductor laser at millimeter wave frequencies", *IEEE Microwave and guided wave letters*, Vol. 6, No. 9, pp. 320-322, 1996.

[7] C. Bornholdt, B. Sartorius, S. Schelbase, M. Mohrle and S. Bauer, "Self-pulsating DFB laser for all-optical clock recovery at 40 Gbit/s", *Electronics Letters*, Vol. 36, Issue 4, pp. 327-328, 2000.

[8] T. Ohno, K. Sato, T. Shimizu, T. Furuta and H. Ito, "Recovery of 40 GHz optical clock from 160 Gbit/s data using regeneratively modelocked semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 39, Issue 5, pp. 453-455, 2003.

[9] Y. Li, C. Kim, G. Li, Y. Kaneko, R.L. Jungerman and O. Buccafusca, "Wavelength and polarization insensitive all-optical clock recovery from 96-Gb/s data by using a two-section gain-coupled DFB laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, Issue 4, pp. 590-592, 2003.

[10] W. Mao, Y. Li, M. Al-Mumin and G. Li, "All-optical clock recovery from RZ-format data by using a two-section gain-coupled DFB laser", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 1705-1714, 2002.

[11] H. Bao, Y. J. Wen and H. F. Liu, "Impact of saturable absorption on performance of optical clock recovery using a mode-locked multisection semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. 9, pp. 1177-1185, 2004.

[12] G.-H.Duan et G. Pham, "Injection-locking properties of self-pulsation in semiconductor lasers", *IEE Proceedings of Optoelectronics*, Vol. 144, Issue 4, pp. 228-234, 1997.

[13] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lämmlin, D. Bimberg, M. G. Thompson, K. T. Tan, C. Marinelli, R. V. Penty, I. H. White, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, Yu. M. Shernyakov, et A. R. Kovsh, "35 GHz mode-locking of 1.3 μm quantum dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 85, Issue 5, pp. 843-845, 2004.

[14] X. D. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng et K. J. Malloy, "Passive mode-locking in 1.3 μm two-section InAs quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, Issue 19, pp. 2825-2827, 2001.

[15] A. Martinez, C. Gosset, K. Merghem, F. Lelarge, J. Landreau, G. Aubin and A. Ramdane, "Sub-picosecond pulse generation at 1.56 μm using a mode-locked quantum dot laser", *in Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Tu.1.5.4, 2005.

[16] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Le gouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion and G.-H. Duan, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μ m", *Electronics Letters*, Vol. 41, Issue 18, pp. 1007-1008, 2005.

[17] N. A. Olsson, "Lightwave systems with optical amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp. 1071-1082, 1989.

[18] G.-H. Duan and E. Georgiev, "Non-white photodetection noise at the output of an optical amplifier : theory and experiment", *IEEE Journal of Quantum Elecronics*, Vol. 37, No. 8, pp. 1008-1014, 2001.

Chapitre 6

Conclusion générale

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire s'articulent autour de l'étude des propriétés spectrales des lasers DBR semi-conducteurs autopulsants, sans absorbant saturable. Pour ces composants, l'établissement du régime de blocage de modes passif, à l'origine de l'autopulsation, est provoqué par la modulation de la densité de porteurs engendrée par mélange à quatre ondes. Un modèle analytique à trois modes incluant la modulation de la densité de porteurs a permis de rendre compte de la création de bandes latérales de modulation conduisant à un mécanisme d'injection mutuelle intermodale et à la synchronisation en phase des champs optiques de la cavité. Ce modèle a ensuite permis de démontrer que cette synchronisation passive des champs se manifeste par une relation stationnaire entre les variables de phase, ainsi que par une corrélation de leurs bruits de phase. Ces deux phénomènes, caractéristiques du verrouillage de modes passif, sont fondamentaux pour la génération d'un signal d'autopulsation et affectent directement les propriétés temporelle et spectrale de ce dernier, dont la fréquence correspond à l'intervalle intermodal. D'une part, la relation de phase stationnaire définit la forme temporelle du signal micro-onde généré. Le maintien de cette relation de phase à une valeur fixe sur l'ensemble du spectre exploité conduit à l'émission d'impulsions dont la largeur temporelle est inversement proportionnelle à la largeur à mi-hauteur du spectre optique. D'autre part, la corrélation de phase implique que le spectre du photocourant du signal micro-onde généré est de nature lorentzienne, caractérisée par une largeur spectrale réduite par rapport à celles des modes optiques. Cette réduction de largeur spectrale, observable sur un analyseur de spectre électrique, est la signature du verrouillage de modes passif dans les lasers DBR à semi-conducteurs et représente la pureté spectrale de l'oscillateur optique micro-onde.

La compréhension des mécanismes à l'origine de l'autopulsation par blocage de modes passif nous a alors guidé dans la conception et la réalisation de lasers DBR autopulsants. Ainsi, l'importance du mélange à quatre ondes dans le mécanisme de génération de l'autopulsation nous a conduit à opter pour un renforcement des effets non linéaires dans les composants à réaliser. Combiné à la propriété d'insensibilité à la polarisation, le renforcement des effets non linéaires a guidé les démarches de

conception de la section active et conduit à la définition de deux structures verticales ayant des facteurs de confinement diffèrents (75% et 20%), et dont la couche active est composée de matériau massif. De plus, ce choix a guidé la conception du réseau de Bragg de la section passive puisque nous avons choisi un coefficient de couplage élevé. Ce travail de conception a permis le développement du codage des masques de lithographie et le lancement des procédures technologiques aboutissant à la fabrication de lasers DBR autopulsants.

Ensuite, l'influence du renforcement du mélange à quatre ondes sur la génération de l'autopulsation a été étudiée par comparaison des résultats obtenus sur plusieurs structures actives, présentant des confinements modaux différents. Le renforcement des effets non linéaires favorise la génération de l'autopulsation à faible injection de courant, mais il induit également une augmentation de l'occurence des sauts de modes. L'accordabilité en fréquence d'autopulsation étant très importante pour la pratique, un confinement modéré offre un bon compromis entre renforcement du mélange à quatre ondes et accordabilité de la fréquence d'autopulsation. Par ailleurs, le développement d'une méthode de mesure originale a permis de vérifier expérimentalement l'existence d'une relation de phase stationnaire entre les modes optiques. Enfin, l'étude expérimentale des largeurs spectrales des battements constitutifs de l'autopulsation montre que la réduction de la largeur spectrale est bien la signature de la corrélation de phase induite par le blocage de modes passif. L'ensemble de ces résultats expérimentaux est en bon accord avec l'interprétation théorique et démontre la consistance du modèle développé.

Par la suite, le développement des premières structures à boîtes quantiques au sein du laboratoire III-V Lab a enrichi notre étude sur les lasers autopulsants. Bien que ces structures aient été réalisées pour l'étude de certaines propriétés telles que l'accroissement du gain différentiel, la diminution de la densité de courant de seuil et l'augmentation de sa stabilité en fonction de la température, les lasers à boîtes quantiques ont montré des performances très prometteuses pour l'autopulsation par verrouillage de modes passif. Ces composants innovants présentent la singularité d'émettre des signaux autopulsants de très faible largeur spectrale, pouvant descendre jusqu'à la dizaine de kHz, ce qui représente la plus faible valeur mesurée à l'heure actuelle sur des lasers à semi-conducteurs. En comparaison, aucune structure massive ni même à puits quantiques n'a permis d'obtenir des largeurs spectrales inférieures à la centaine de kHz. Cette propriété remarquable des lasers à boîtes quantiques faisant franchir un palier aux lasers semi-conducteurs à modes bloqués pour la génération de porteuses optiques micro-ondes à faible gigue, la fabrication de lasers DBR autopulsants à base de boîtes quantiques est en cours de réalisation au sein du laboratoire III-V Lab.

Enfin, l'étude de la synchronisation du laser autopulsant par injection a mis en évidence le rôle fondamental de la largeur spectrale et le potentiel des lasers à base de boîtes quantiques pour les applications telles que la récupération d'horloge tout-optique ou la génération de porteuses optiques

micro-ondes de faible bruit de phase. Par analogie avec les oscillateurs micro-ondes, l'analyse du bruit de phase du laser autopulsant synchronisé montre l'existence d'une fonction de transfert de gigue dont la fréquence de coupure est principalement déterminée par la largeur spectrale d'autopulsation libre. La largeur spectrale est donc le paramètre clé qui fixe le niveau de gigue porté par le laser synchronisé. La démonstration expérimentale de ce phénomène a été effectuée par comparaison du bruit de phase de deux lasers synchronisés, l'un massif et l'autre à boîtes quantiques, dont les largeurs spectrales en autopulsation libre diffèrent fortement. La grande pureté spectrale des lasers à boîtes quantiques nous a ensuite permis de réaliser un schéma de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ conforme aux recommandations de la norme ITU-T. Ainsi, nous avons mesuré des fonctions de transfert de gigue compatibles avec le gabarit de la norme ITU-T G825.1, ainsi qu'une grande tolérance à la dégradation d'OSNR du signal incident, pouvant descendre jusqu'à 14 $dB/0,1nm$. De plus, afin de résoudre le problème de sensibilité à la polarisation inhérent, pour l'heure, aux composants à boîtes quantiques, nous avons démontré la faisabilité d'une solution dite "tandem" qui consiste à cascader deux lasers autopulsants, le premier servant d'interface d'adaptation à la polarisation et le second réalisant le filtrage de la gigue. Cette solution constitue à notre connaissance le premier dispositif de récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ satisfaisant à l'ensemble des spécifications requises pour cette application, à savoir une insensibilité à la polarisation, un taux d'extinction élevé, un filtrage de gigue compatible avec les normes en vigueur et une grande tolérance à la dégradation du signal incident. Ce résultat de toute première importance, puisqu'il démontre pour la première fois la possibilité de réaliser des dispositifs optiques compatibles avec les normes en vigueur définies pour des dispositifs électroniques, permet d'envisager l'utilisation de lasers DBR autopulsants dans une interface de régénération.

La validation finale de ce dispositif pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ nécessite désormais l'évaluation de ses performances dans le cadre de la régénération «3R» tout-optique par association avec un Mach-Zehnder SOA. Cette évaluation réside principalement dans la mesure de taux d'erreurs binaires du dispositif complet aux fréquences de transmission normalisées (39,81312 $Gbit/s$ par exemple), avec ou sans utilisation de codes correcteurs d'erreur. Les performances de ce dispositif devront ensuite être mesurées en terme de cascadablité, par l'intermédiaire d'une boucle à recirculation. La bonne tenue d'un tel régénérateur «3R» tout-optique à 40 $Gbit/s$ vis à vis de ces différents tests poserait alors les bases du développement de dispositifs de régénération tout-optique à 160 $Gbit/s$, débit pour lequel les dispositifs électroniques devraient être limités.

Par ailleurs, les propriétés de bruit de phase des lasers autopulsants synchronisés étant invariantes suivant le mode de synchronisation (par voies optique ou électrique), le caractère très faible gigue des signaux autopulsants émis par les lasers à boîtes quantiques en régime de verrouillage de modes hybride peut s'étendre à de très nombreuses applications nécessitant la génération de porteuses op-

tiques micro-ondes pour lesquelles l'insensiblité à la polarisation n'est bien sûr pas nécessaire. D'une part, les lasers autopulsants à boîtes quantiques se positionnent comme des candidats très prometteurs pour les technologies de communications sans fil large bande. Il serait d'ailleurs opportun, dans ce but, d'explorer la synchronisation de ces composants par injection d'un signal électrique sous-harmonique, permettant une réduction importante du coût du dispositif. D'autre part, la génération d'impulsions courtes faible gigue à haute fréquence, qui peut être envisagée par la réalisation de lasers DBR à double section de gain sur des structures à boîtes quantiques, offre des perspectives diverses telles que les applications de multiplexage/démultiplexage temporel optique (source OTDM à 160 $Gbit/s$ par exemple), d'échantillonnage optique ou encore de conversion analogique/numérique.

Annexe A

Coefficient de recouvrement transverse

A.1 Equation de propagation de l'enveloppe lentement variable

Nous supposons que la structure du laser n'autorise que la propagation du mode TE fondamental de distribution transverse $\varphi(x, y)$, et que la distribution de la densité de photons est uniforme dans la direction longitudinale pour simplifier le développement des équations couplées. Bien que cette approximation ne soit exacte que pour des facettes de cavité à haute réflectivité, elle n'introduit pas d'erreur significative dans le traitement des équations pour des fonctionnements au-delà du seuil du laser [1,2]. D'après ces hypothèses, et d'après [3], l'évolution de l'enveloppe complexe lentement variable est régie par :

$$\imath k_0 \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} n_0 \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \frac{1}{v_g} \frac{d\xi}{dt} = \frac{(\imath + \alpha_H)}{2} \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} k_0 n_0 g \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \xi(t) \tag{A.1}$$

où nous avons posé :

$$\xi(t) = \sum_{k=1}^{M} E_k(t) Z_k(z) \tag{A.2}$$

n_0 désigne l'indice de réfraction à la transparence et g le gain du milieu actif.
Nous pouvons alors définir l'indice effectif n_{eff} tel que :

$$n_{eff} = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} n_0 \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}, \tag{A.3}$$

ce qui nous conduit à exprimer l'équation (B) par :

$$\imath \frac{k_0 n_{eff}}{v_g} \frac{d\xi}{dt} = \frac{(\imath + \alpha_H)}{2} \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} k_0 n_0 g \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \xi(t) \tag{A.4}$$

A.2 Modulation de la densité de porteurs

L'équation d'évolution de la densité de porteurs s'exprime traditionnelement sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_e} - v_g g_d (N - N_{tr}) \cdot |\beta_T|^2 + D\nabla^2 N \tag{A.5}$$

dans laquelle le champ électrique total β_T est normalisé de sorte que $|\beta_T|^2$ représente la densité de photons du $k^{ème}$ mode dans la cavité laser, I est le courant injecté dans le milieu à gain, V est le volume de la couche active, e est la charge élémentaire de l'électron, τ_e est la durée de vie des porteurs, v_g est la vitesse de groupe, g_d est le gain différentiel, N_{tr} est la densité de porteurs à la transparence et D le coefficient de diffusion. La présence du terme de diffusion compliquant drastiquement la résolution de l'équation (2.5), nous choisissons de ne plus prendre ce terme en compte par la suite. En effet, la longueur de diffusion $\sqrt{D\tau_e}$ est suffisamment grande pour assumer que le principal effet de la diffusion des porteurs est de laver le *hole burning* spatial créé par l'onde stationnaire [4]. De plus, les dimensions transverses du guide actif sont telles que la diffusion transverse des porteurs est relativement faible. Dés lors, nous pouvons considérer la densité de porteurs N uniformément répartie spatiallement.

Compte tenu de la forme de l'équation d'évolution satisfaite par N et de l'expression (2.4) de la densité de photons, la densité de porteurs solution de cette équation est oscillante et peut s'exprimer sous la forme :

$$N = N_0 + \sum_{m=1}^{M-1} (N_m \exp(-\imath m \Omega_{ap} t) + c.c.) \tag{A.6}$$

avec N_m petit devant N_0. En effet, compte tenu de la durée de vie des porteurs telle que $\Omega_{ap}\tau_e \gg 1$, l'amplitude des harmoniques est faible et décroît fortement quand leur ordre augmente. Ceci nous permet de développer une analyse petit signal. En introduisant les équations (2.2) et (A.6) dans l'équation (A.5), nous en déduisons l'expression petit signal suivante de N_m [5] :

$$N_m = \mid \varphi \mid^2 \Delta N_m, \tag{A.7}$$

avec :

$$\Delta N_m = -(N_0 - N_{tr}) \cdot \frac{\sum_{k=m+1}^{M} E_k E_{k-m}^* / P_s}{1 + \mid \varphi \mid^2 P_t/P_s - \imath m \Omega_{ap} \tau_e}, \tag{A.8}$$

et P_s la densité de photons à la saturation telle que $P_s = 1/(v_g g_d \tau_e)$. D'autre part, après intégration suivant les dimensions spatiales, la densité de porteurs spatiale moyenne $\overline{N}_0$ satisfait l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{d\overline{N}_0}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{\overline{N}_0}{\tau_e} - G\overline{P}_t, \tag{A.9}$$

dans laquelle $\overline{X}$ désigne le moyennage suivant les dimensions spatiales. Le gain linéaire est représenté par $G = \Gamma v_g g_d (\overline{N}_0 - \overline{N}_{tr})$, et Γ est le facteur de confinement défini par :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \int_{-w/2}^{w/2} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \tag{A.10}$$

w et d étant respectivement la largeur et l'épaisseur de la couche active. $\overline{P_t}(t)$ représente la moyenne spatiale de la densité de photons définie par :

$$\overline{P_t}(t) = P_t(t) \iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy, \tag{A.11}$$

avec :

$$P_t(t) = \sum_{k=1}^{M} \mid E_k(t) \mid^2 \cdot \frac{\int_0^L \mid Z(z) \mid^2 dz}{L}, \tag{A.12}$$

A.3 Equations d'évolution des modes couplés

A partir de la détermination de la solution petit signal (A.8) de l'équation d'évolution des porteurs, nous pouvons exprimer le gain du milieu actif comme suit :

$$g = g_d(N_0 - N_{tr}) + gd \mid \varphi \mid^2 \sum_{m=1}^{M-1} (\Delta N_m \exp(-\imath m \Omega_{ap} t) + c.c.) \tag{A.13}$$

Par introduction de cette expression du gain dans (A.4), nous obtenons l'équation d'évolution suivante :

$$\begin{aligned} \imath \frac{k_0 n_{eff}}{v_g} \frac{d\xi}{dt} &= \frac{(\imath + \alpha_H)}{2} k_0 n_0 \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} gd(N_0 - N_{tr}) \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \xi(t) \\ &+ \frac{(\imath + \alpha_H)}{2} k_0 n_0 \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} gd \sum_{m=1}^{M-1} (\Delta N_m \exp(-\imath m \Omega_{ap} t) + c.c.) \mid \varphi(x,y) \mid^4 dxdy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} \mid \varphi(x,y) \mid^2 dxdy} \xi(t) \end{aligned} \tag{A.14}$$

En considèrant alors que le gain différentiel est nul en dehors de la couche active, et que l'indice effectif est proche de l'indice à la transparence, on obtient l'équation d'évolution couplée du $k^{ème}$ mode comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dt} &= \frac{1}{2}(1 - \imath\alpha_H)(G - \gamma_k)E_k - \imath(\omega_k^i - \omega_k)E_k \\ &+ \frac{1}{2}(1 - \imath\alpha_H)GC \times \sum_{m=1}^{M-1} \left(\frac{\sum_{j=m+1}^{M} E_j E_{j-m}^*}{\imath m \Omega_{ap} \tau_e P_s} E_{k-m} + \frac{\sum_{j=m+1}^{M} (E_j E_{j-m}^*)^*}{(\imath m \Omega_{ap} \tau_e P_s)^*} E_{k+m} \right), \end{aligned} \tag{A.15}$$

où nous avons négligé le terme $(1+ \mid \varphi \mid^2 P_t/P_s)$ devant le module de $\imath m \Omega_{ap} \tau_e$ car la fréquence des battements se situe bien au-delà de la fréquence de coupure des effets interbandes et vérifie $\Omega_{ap}\tau_e \gg 1$.

Bibliographie

[1] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nde *édition, Kluwer Academic Publishers*, Chapitre 6, 1993.

[2] A. Godard, "Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable", *Mémoire de thèse*, Université Paris XI, Juin 2003.

[3] C. Gosset, "Etude du mélange à quatre ondes dans des structures semi-conductrices actives pour l'application à la régénération tout-optique", *Mémoire de thèse*, ENST Paris, Décembre 2002.

[4] G. P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 5, No. 1, pp. 302-304, 1988.

[5] G. R. Gray and G. P. Agrawal, "Importance of Self-Induced Carrier-Density Modulation in Semiconductor Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 1216-1219, 1992.

Annexe B

Equations d'évolution couplées à quatre modes

Le développement d'un modèle analytique prenant en compte quatre champs oscillant dans la cavité laser conduit, à partir de l'équation 2.10, aux équations d'évolution couplées suivantes en amplitude et en phase :

– $\mathbf{k = 1}$:

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dt} &= \frac{1}{2}(G-\gamma_1)A_1 + \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\alpha_H}{P_s}\left(A_2^2 + \frac{A_3^2}{2} + \frac{A_4^2}{3}\right)A_1 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(\frac{3}{2}A_2A_3A_4\sin(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - A_2^2A_3\sin(\phi_{21}-\phi_{32}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.1}$$

$$\begin{aligned}A_1\frac{d\phi_1}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}(G-\gamma_1)A_1 + (\omega_1-\omega_1^i)A_1 - \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{1}{P_s}\left(A_2^2 + \frac{A_3^2}{2} + \frac{A_4^2}{3}\right)A_1 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(\frac{3}{2}A_2A_3A_4\cos(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - A_2^2A_3\cos(\phi_{21}-\phi_{32}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.2}$$

– $\mathbf{k = 2}$:

$$\begin{aligned}\frac{dA_2}{dt} &= \frac{1}{2}(G-\gamma_2)A_2 + \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\alpha_H}{P_s}\left(A_3^2 + \frac{A_4^2}{2} - A_1^2\right)A_2 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(\frac{1}{2}A_1A_3A_4\sin(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - A_3^2A_4\sin(\phi_{32}-\phi_{43}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned}A_2\frac{d\phi_2}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}(G-\gamma_2)A_2 + (\omega_2-\omega_2^i)A_2 - \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{1}{P_s}\left(A_3^2 + \frac{A_4^2}{2} - A_1^2\right)A_2 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(\frac{1}{2}A_1A_3A_4\cos(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - A_3^2A_4\cos(\phi_{32}-\phi_{43}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.4}$$

– $\mathbf{k = 3}$:

$$\begin{aligned}\frac{dA_3}{dt} &= \frac{1}{2}(G-\gamma_3)A_3 + \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\alpha_H}{P_s}\left(A_4^2 - A_2^2 - \frac{A_1^2}{2}\right)A_3 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(A_1A_2^2\sin(\phi_{21}-\phi_{32}+\psi_\alpha) - \frac{1}{2}A_1A_2A_4\sin(\phi_{43}-\phi_{21}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.5}$$

$$\begin{aligned}A_3\frac{d\phi_3}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}(G-\gamma_3)A_3 + (\omega_3-\omega_3^i)A_3 - \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{1}{P_s}\left(A_4^2 - A_2^2 - \frac{A_1^2}{2}\right)A_3 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(A_1A_2^2\cos(\phi_{21}-\phi_{32}+\psi_\alpha) - \frac{1}{2}A_1A_2A_4\cos(\phi_{43}-\phi_{21}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.6}$$

– $\mathbf{k = 4}$:

$$\begin{aligned}\frac{dA_4}{dt} &= \frac{1}{2}(G-\gamma_4)A_4 - \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\alpha_H}{P_s}\left(A_3^2 + \frac{A_2^2}{2} + \frac{A_1^2}{3}\right)A_4 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(A_2A_3^2\sin(\phi_{32}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - \frac{3}{2}A_1A_2A_3\sin(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.7}$$

$$\begin{aligned}A_4\frac{d\phi_4}{dt} &= \frac{\alpha_H}{2}(G-\gamma_4)A_4 + (\omega_4-\omega_4^i)A_4 + \frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{1}{P_s}\left(A_3^2 + \frac{A_2^2}{2} + \frac{A_1^2}{3}\right)A_4 \\ &\quad -\frac{1}{2}\vartheta_{cdm}G\frac{\sqrt{1+\alpha_H^2}}{P_s}\left(A_2A_3^2\cos(\phi_{32}-\phi_{43}+\psi_\alpha) - \frac{3}{2}A_1A_2A_3\cos(\phi_{21}-\phi_{43}+\psi_\alpha)\right)\end{aligned} \tag{B.8}$$

Ces équations démontrent bien que la prise en compte d'un champ supplémentaire par rapport à l'analyse restreinte à trois modes permet de faire apparaître des termes de mélange à quatre ondes avec des désaccords de phases relatives pour tous les modes concernés. Ceci montre bien que l'absence de terme de mélange à quatre ondes pour le mode central du modèle à trois modes est uniquement dû à la symétrie du spectre. Néanmoins, on peut également constater que la prise en compte d'un quatrième mode dans le développement du modèle analytique implique inévitablement une augmentation très importante de la complexité des calculs, notamment pour ceux conduisant aux expressions des densités spectrales de puissance de bruits des phases relatives.

Annexe C

Densité spectrale de puissance du bruit de phase généré par le bruit optique

Nous considérons une horloge optique générée par un modulateur externe (Lithium Niobate par exemple) que nous représentons comme le battement entre trois modes optiques espacés de f_{in}. En négligeant la fréquence double (2 f_{in}), la puissance optique de l'horloge injecté dans le laser s'exprime par :

$$P(t) = P_{opt} + P_{ck}\cos(2\pi f_{in}t + \varphi_{ck}) \tag{C.1}$$

où P_{opt} représente la puissance optique moyenne définie par $\sum_{k=-1}^{1} P_k$ et où l'amplitude de la composante d'horloge P_{ck} est définie par :

$$P_{ck} = mP_{opt} \tag{C.2}$$

avec m la profondeur de modulation. Le battement entre les modes optiques et le bruit d'ASE génère un bruit optique à la fréquence d'horloge f_{in}, si bien que la puissance totale de la composante d'horloge injectée peut s'exprimer par l'équation suivante :

$$P_{in}\cos(2\pi f_{in}t + \varphi_{in}) = P_{ck}\cos(2\pi f_{in}t + \varphi_{ck}) + n(t)\cos(2\pi f_{in}t + \varphi) \tag{C.3}$$

dans laquelle $n(t)$ et $\varphi(t)$ représentent l'amplitude et la phase des bruits de battements signal-ASE et ASE-ASE. Ainsi, le bruit d'ASE induit à la fois des fluctuations d'amplitude et de phase de la puissance oscillante du signal d'horloge injecté. En supposant la magnitude de ces fluctuations petites devant P_{ck}, la phase totale de la composante d'horloge injectée peut s'écrire :

$$\varphi_{in} = \varphi_{ck} + j\frac{n(t)}{P_{ck}}e^{-j(\varphi-\varphi_{ck})} \tag{C.4}$$

En tenant compte de la décorrélation entre la composante d'horloge et le bruit d'ASE, la DSP de bruit de phase de la puissance oscillante du signal injecté peut s'exprimer de la manière suivante :

$$S_{\varphi_{in}}(f) = S_{\varphi_{ck}}(f) + \frac{S_n(f)}{P_{ck}^2} \tag{C.5}$$

où S_n représente la DSP du bruit d'intensité autour de la fréquence d'horloge f_{in}. A partir de l'article de Duan [1] basé sur le formalisme du bruit d'ASE en photodétection établi par Henry et Olsson [2], il est possible d'exprimer ce bruit d'intensité comme suit, pour un plage de fréquence réduite (± 500 MHz) autour de la fréquence d'horloge :

$$S_n(f) = 2P_{opt}N_{sp} + N_{sp}^2 B_0 \left(1 - \frac{f_{in} + f}{B_0}\right) \tag{C.6}$$

avec N_{sp} la DSP du bruit d'ASE, et B_0 la bande passante à mi-hauteur du filtre optique placé en amont du laser AP pour filtrer le bruit hors-bande. Le bruit d'ASE est ici considéré comme un bruit blanc. En introduisant cette expression dans l'équation (C.5), puis en utilisant une définition appropriée de l'OSNR ($\frac{P_{opt}}{N_{sp}B_0}$), la DSP du bruit de phase du signal d'horloge injecté peut s'exprimer simplement en fonction de l'OSNR sous la forme suivante :

$$S_{\varphi_{in}}(f) = S_{\varphi_{ck}}(f) + \frac{1}{B_0 m^2}\left[\frac{2}{OSNR} + \left(1 - \frac{f_{in} + f}{B_0}\right)\left(\frac{1}{OSNR}\right)^2\right] \tag{C.7}$$

Bibliographie

[1] G.-H. Duan and E. Georgiev, "Non-white photodetection noise at the output of an optical amplifier : theory and experiment", *IEEE Journal of Quantum Elecronics*, Vol. 37, No. 8, pp. 1008-1014, 2001.

[2] N. A. Olsson, "Lightwave systems with optical amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp. 1071-1082, 1989.

Table des figures

1.1 Description d'un régénérateur « 3R » tout-optique associant une récupération d'horloge tout-optique avec un Mach-Zehnder SOA. 4

1.2 Schéma général d'une infrastructure Radio sur Fibre (RoF). 6

2.1 Représentation théorique du laser DBR 15

2.2 Description schématique de l'injection mutuelle à partir des bandes latérales de modulation créées par FWM aboutissant au verrouillage passif des modes à la fréquence $\Omega_{ap} \sim \omega_2 - \omega_1$. 22

2.3 Evolution du désaccord maximal des fréquences initiales $\Delta\omega^i/2\pi$ en fonction du rapport d'injection mutuelle $(\rho_{inj,1}/\rho_{inj,3})^2$, pour différentes valeurs de A_2^2/P_s. 25

2.4 Densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases des modes optiques 35

2.5 Comparaison des densités spectrales de puissance des bruits de fréquence associées aux phases relatives avec la somme des DSP de bruits de fréquence associées aux phases des modes optiques 35

3.1 Schéma d'un laser DBR typique à trois sections. 46

3.2 Evolution du coefficient de réflexion en fonction du désaccord en longueur d'onde pour différentes longueurs du réseau de Bragg avec : a) $\kappa = 40cm^{-1}$, b) $\kappa = 60cm^{-1}$ et c) $\kappa = 80cm^{-1}$ 48

3.3 Evaluation de la longueur effective calculée en λ_B en fonciton de la longueur physique du réseau de Bragg, pour différentes valeurs du coefficient de couplage. 49

3.4 Evolution des facteurs de confinement des modes TE et TM (axe de gauche), ainsi que du rapport de confinement (axe de droite), en fonction de l'épaisseur de la couche active. 52

3.5 Variations du confinement modal dans l'InP dopé p et dans la couche guidante en fonction de son épaisseur. 54

3.6 Evolution des coefficients de transmission et de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche guidante de la section passive. 55
3.7 Evolution du coefficient de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche réseau, pour une épaisseur de "spacer" fixée à $100nm$. 57
3.8 Evolution du coefficient de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche "spacer", pour une épaisseur de la couche réseau fixée à $60nm$. 57
3.9 Impact d'un "taper" d'adaptation de mode sur les coefficients (a) de transmission et (b) de réflexion en fonction la largeur du guide de Bragg. 60
3.10 Description schématique d'un "taper" de transition pour l'adaptation de mode entre sections active et passive. 60
3.11 Description schématique d'un "taper" de sortie de la section active pour diminuer la divergence du mode. 61
3.12 Schéma des caractéristiques principales des lasers DBR conçues pour l'autopulsation pour les deux structures actives étudiées : a) sans SCH, et b) avec SCH. 62
3.13 Schématisation de la technique "butt-joint" pour former la section passive : a) Gravure ionique du caisson, et b) Reprise d'épitaxie correspondant à la structure verticale de la section passive (cf. tableau 3.2). 64
3.14 Image d'une transition "butt-joint" pour la réalisation de lasers DBR obtenue par MEB (Microscope Electronique à Balayage). 64
3.15 Schématisation de l'implantation des réseaux de Bragg par insolation holographique localisée. 65
3.16 Image MEB de la gravure d'un réseau de Bragg localisé avant rebouchage d'InP_p. . . 65
3.17 Schématisation de l'étape de gravure des rubans et du rebouchage BRS. 66
3.18 Image MEB du rebouchage BRS d'un ruban actif correspondant à la structure verticale sans SCH. 67
3.19 Description schématique du résultat des étapes de métallisation, implantation et séparation d'électrodes. 67

4.1 Schéma de manipulation pour la caractérisation fonctionnelle de l'autopulsation. . . 72
4.2 Schéma d'un laser DBR typique pour la génération d'ondes millimètriques optiques vers 40 GHz. 73
4.3 Exemples de spectres a) optique et b) électrique mesurés pour un courant actif de 200 mA et un courant de Bragg de 36 mA. 73
4.4 a) Evolutions de la puissance totale couplée et de la longueur d'onde du mode dominant, et b) évolution de la fréquence d'AP, en fonction du courant actif, la section de Bragg n'étant pas alimentée. 74

4.5 Evolution de la longueur d'onde du mode dominant en fonction du courant de Bragg, pour un courant actif fixé à 200 mA : (a) de 0 à 50 mA, et (b) de 50 à 150 mA. . . . 75
4.6 Evolution de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant de Bragg, pour un courant actif fixé à 200 mA : (a) de 0 à 50 mA, et (b) de 50 à 150 mA. 75
4.7 Evolutions du spectre optique pour un courant actif variant de 80 à 180 mA. 76
4.8 Divergence obtenue sur chaque face (c'est-à-dire avec ou sans taper) dans les directions a) horizontale et b) verticale. 77
4.9 Compétition entre modes TE et modes TM pour des courants de (a) 130 mA, et (b) 200 mA. 78
4.10 Exemple de spectre optique mesuré pour un courant actif de 120 mA sur les lasers DBR massifs. 80
4.11 Schéma de manipulation visant à démontrer la coexistence des modes optiques en polarisation TE et TM. 80
4.12 Décomposition du spectre optique selon les polarisations TE et TM pour un courant injecté de 120 mA. 81
4.13 Décomposition du spectre optique selon les polarisations TE et TM pour des courants injectés de a) 180 mA et b) 240 mA. 81
4.14 Caractérisation de l'évolution de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR massif avec fort confinement. . . 82
4.15 Spectres typiques a) optique et b) électrique d'un laser DBR pour un courant injecté de 90 mA dans la section active et 30 mA dans la section de Bragg. 83
4.16 Evolutions du RISP et de la largeur spectrale à mi-hauteur du signal d'AP pour un courant de Bragg variable, le courant de la section active étant maintenu à 90 mA. . 84
4.17 Spectre optique représentatif d'un laser DBR massif à confinement modéré. 85
4.18 Caractérisation de l'évolution de la puissance couplée et de la fréquence d'autopulsation en fonction du courant actif pour un laser DBR massif à confinement modéré. . 85
4.19 Spectre du photocourant représentatif de l'autopulsation émise par un laser DBR massif à confinement modéré. 86
4.20 Schéma d'un laser DBR à double section active. 86
4.21 Evolutions de la longueur d'onde du mode dominant et de la fréquence d'AP en fonction du courant actif I_{a1}, pour un courant I_{a2} fixé à 5 mA. 87
4.22 Evolutions des spectres optiques obtenues pour a) un laser DBR simple et b) un laser DBR à deux sections actives. 87
4.23 Schéma de manipulation pour la mesure et la comparaison entre largeurs spectrales des modes optiques et largeur spectrale du signal micro-onde. 88

4.24 Spectres a) optique et b) électrique mesurés au point de fonctionnement considéré. . 89
4.25 Schéma de manipulation pour la mesure des largeurs spectrales des battements associés aux phases relatives. 90
4.26 Spectres du photocourant mesurés après filtrage représentant les battements des modes a) 1 & 2 et b) 2 & 3. 90
4.27 Spectres du photocourant mesurés pour un laser DBR à double section active a) sans filtrage, puis après filtrage représentant les battement des modes b) 1 & 2 et c) 2 & 3. 91
4.28 Spectre optique et largeurs de raie mesurées pour les trois modes longitudinaux. . . . 92
4.29 Evolutions des puissances des modes optiques et de leurs largeurs spectrales, pour un laser DBR à confinement modéré. 92
4.30 Variations, en fonction du courant actif, des largeurs spectrales du mode dominant $\Delta\nu_{opt}$ et du signal micro-onde $\Delta\nu_{ap}$, ainsi que de la grandeur calculée $\frac{\Delta\nu_{opt}}{1+\alpha^2}$. 93
4.31 a) Spectre optique du laser DBR étudié, et b) mesure des variations de $a_1(\psi^0)$ en fonction du déphasage $\Delta\psi$. 95
4.32 a) Spectre optique du laser DBR à double section active, et b) mesure des variations de $a_1(\psi_2^0)$ en fonction du déphasage $\Delta\psi$. 96
4.33 (a) Reconstruction du profil en intensité et (b) trace d'autocorrélation du train d'impulsion émis à 40 GHz par le laser DBR en module à double section active. 97
4.34 Description schématique de la méthode de caractérisation par l'emploi des spectrogrammes. 98
4.35 Spectrogramme mesuré sur le laser DBR à double section active en module, représentant l'évolution du spectre optique en fonction du retard. 98
4.36 Représentation a) linéaire et b) logarithmique de la puissance et de la phase de l'impulsion émise par le laser DBR en module à double section active. 99
4.37 Synthèse des différentes mesures de largeurs specrales des signaux autopulsants en fonction du confinement optique des structures étudiées. 100
4.38 a) Image prise au microscope électronique à balayage illustrant la structure BRS des lasers à boîtes quantiques étudiés, et b) image prise au microscope électronique en transmission donnant une vue en coupe des plans de boîtes quantiques (réalisée par G. Patriarche, LPN). 102
4.39 Spectre optique d'un laser Fabry-Perot de 950 μm de long pour un courant actif de 150 mA. 102
4.40 Evolutions de la puissance couplée et de la fréquence d'AP générée par ce laser à boîtes quantiques en fonction du courant actif injecté. 103

4.41 Spectre électrique du photocourant du laser Fabry-Perot de 950 μm de long pour un courant actif de 150 mA. 103
4.42 Spectre optique du laser Fabry-Perot de 1080 μm de long pour un courant actif de 190 mA. 104
4.43 Spectre électrique du photocourant du laser Fabry-Perot de 1080 μm de long pour un courant actif de 190 mA. 104
4.44 Spectres du photocourant décrivant les signaux générés par battement des groupes de deux modes adjacents situés respectivement a) à gauche, b) au centre et c) à droite du spectre optique. 106
4.45 Synthèse des différentes mesures de largeurs specrales des signaux autopulsants en fonction du confinement optique des structures étudiées. 107

5.1 Description schématique des différents paramètres utilisés pour l'étude du phénomène de synchronisation par injection d'un oscillateur optique micro-onde. 114
5.2 Représentation du laser synchronisé comme un dispositif de filtrage actif. 116
5.3 Illustration schématique de l'impact de la largeur spectrale $\Delta\nu$ sur la fréquence de coupure, pour un laser donné. 117
5.4 Evaluation de la gigue RMS introduite par le laser AP libre en fonction du rapport entre sa largeur spectrale et la fréquence de coupure, pour une fréquence du laser synchronisé de 40 GHz. 119
5.5 Evolution de la gigue introduite par le bruit d'ASE en fonction de l'OSNR du signal incident. 120
5.6 Comparaison des spectres du photocourant en régime libre du laser massif (courbe pointillée) et du laser à boîtes quantiques (courbe continue). 121
5.7 Description du dispositif expérimental mis en oeuvre pour l'étude comparative des lasers AP basée sur des mesures de bruit de phase. 122
5.8 Mesures comparatives de bruit de phase effectuées sur les deux types de laser avec une horloge identique en entrée. 123
5.9 Interpolation des densités spectrales de puissance de bruit de phase mesurées expérimentalement pour les lasers synchronisés (a) massif et (b) à boîtes quantiques. 124
5.10 Comparaison des fonctions de transfert de bruit de phase $H(f)$ des lasers AP avec le gaarit de la norme ITU-T. 125
5.11 Description du dispositif expérimental mis en oeuvre pour l'étude des performances de la récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ à base de lasers AP à modes bloqués. 127

5.12 (a) Diagramme de l'oeil des données incidentes, puis formes temporelles des signaux d'horloge fournis par les lasers (b) à boîtes quantiques et (c) massif. 129
5.13 a) Diagramme de l'oeil des données d'entrée giguées, b) forme temporelle de l'horloge récupérée par le lasers à boîtes quantiques. 130
5.14 Evolution de la gigue des horloges récupérées par les lasers à boîtes quantiques et massif en fonction de la gigue du signal incident. 131
5.15 Mesures de bruit de phase sur le signal d'horloge récupéré par le laser à boîtes quantiques pour différentes longueurs de séquences du signal d'entrée fortement gigué. . . 131
5.16 Fonction de transfert de gigue du laser à boîtes quantiques. 132
5.17 a) Diagramme de l'oeil du signal incident pour un OSNR de 21 $dB/0,1nm$, et b) horloge récupérée par le laser à boîtes quantiques. 133
5.18 Evolution de la gigue de l'horloge récupérée par le laser à boîtes quantiques en fonction de l'OSNR du signal incident. 134
5.19 Description du dispositif expérimental d'une récupération d'horloge tout-optique à 40 $Gbit/s$ insensible à la polarisation à partir du tandem "laser massif-laser BQ". 135
5.20 Horloges récupérées a) par laser BQ seul et b) par le tandem de lasers AP, lorsque l'état de polarisation du sigal incident varie. 135
5.21 Comparaison des mesures de bruit de phase sur les signaux d'horloge récupérés par le laser AP massif, la laser AP BQ et le tandem des lasers AP. 136
5.22 Comparaison de l'évolution de la gigue des horloges récupérées par le laser à boîtes quantiques et le tandem de lasers AP en fonction de l'OSNR du signal incident. . . . 137
5.23 a) Diagramme de l'oeil du signal incident pour un OSNR de 16 $dB/0,1nm$, et b) horloge récupérée par le tandem de lasers AP. 137
5.24 Mesure de la dynamique en puissance d'injection du tandem de lasers AP pour différentes valeurs d'OSNR du signal incident. 138

Liste des tableaux

2.1 Paramètres caractéristiques du matériau et de la structure du laser. 34

3.1 Structures verticales de la section active. 53
3.2 Structure verticale de la section passive. 55
3.3 Structure verticale de la section passive. 58
3.4 Choix des largeurs de rubans garantissant un caractère monomode de la propagation. 58
3.5 Caractéristiques des plaques de base épitaxiées par GSMBE. 63

4.1 Résultats du tri sous pointe des lasers Fabry-Perot. 76
4.2 Taux de couplage des lasers Fabry-Perot avec ou sans taper. 77
4.3 Divergence des lasers Fabry-Perot avec ou sans taper. 78
4.4 Résultats du tri sous pointe des lasers Fabry-Perot. 79
4.5 Mesure des désaccords de phases relatives obtenue pour le laser DBR à double section active, mis en module. 97

5.1 Caractéristiques des lasers en module étudiés. 121
5.2 Comparaison des rapports ρ entre largeur spectrale et fréquence de coupure pour les deux structures étudiées. 126

Liste des publications

Revues

J. Renaudier, G.-H. Duan, J.-G. Provost, H. Debregeas-Sillard et P. Gallion, "Phase correlation between longitudinal modes in semiconductor self-pulsating DBR lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 4, pp. 741-743, 2005.

J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Le Gouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, et G.-H. Duan, "45 GHz self-pulsation with narrow linewidth in quantum dots Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5 μm", *Electronics Letters*, Vol. 41, No. 18, pp. 1007-1008, 2005.

C. Gosset, J. Renaudier, G.-H. Duan, G. Aubin et J.-L. Oudar, "Phase and amplitude characterization of a 40 GHz self-pulsating DBR laser based on autocorrelation analysis", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. 2, pp. 970-975, 2006.

J. Renaudier, B. Lavigne, F. Lelarge, M. Jourdran, B. Dagens, O. Le Gouezigou, P. Gallion et G.-H. Duan, "Standard-compliant jitter transfer function of all-optical clock recovery at 40 GHz based on a quantum-dots self-pulsating semiconductor laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 11, pp. 1249-1251, 2006.

J. Renaudier, B. Lavigne, P. Gallion et G.-H. Duan, "Study of phase noise properties and timing jitter of 40 GHz all optical clock recovery using self-pulsating semiconductor lasers", *Journal of Lightwave Technology*, à paraître.

Conférences

Papiers "Postdeadline"

J. Renaudier, B. Lavigne, M. Jourdran, P. Gallion, F. Lelarge, B. Dagens, A. Accard, O. Le Gouezigou et G.-H. Duan, "First demonstration of all-optical clock recovery at 40 GHz with standard-compliant jitter characteristics based on a quantum-dots self-pulsating semiconductor laser", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper Th4.3.4, Glasgow, September 2005.

B. Lavigne, J. Renaudier, F. Lelarge, O. Le Gouezigou, H. Gariah et G.-H. Duan, "First demonstration of a polarization insensitive low time jitter and optical noise tolerant all-optical clock recovery at 40 GHz using a self-pulsating laser tandem", *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, paper PDP24, Anaheim, March 2006.

Papiers réguliers

J. Renaudier, C. Cosset, P. Gallion, H. Debregeas-Sillard, O. Le Gouezigou, B. Thedrez et G.-H. Duan, "Phase correlation in self-pulsating distributed Bragg reflector semiconductor lasers for all-optical clock recovery", *International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*, paper WB3, Matsue, September 2004.

J. Renaudier, L. Le Gouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, F. Lelarge, F. Martin, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, P. Gallion, B. Thedrez and G.-H. Duan, "Polarization insensitive 40 GHz self-pulsating DBR lasers with wide self-pulsation frequency tunability", *International Workshop on PHysics and Applications of SEmiconductor Lasers (PHASE)*, Session 7, paper No. 1, Metz, March 2005.

J. Renaudier, B. Martin, F. Poingt, F. Pommereau, F. Lelarge, F. Martin, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, P. Gallion, B. Thedrez et G.-H. Duan, "Polarization insensitive 40 GHz self-pulsating DBR lasers with enhanced nonlinearities and wide self-pulsation frequency tunability", *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, paper CTuV5, Baltimore, May 2005.

J. Renaudier, L. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, F. Lelarge, F. Martin, O. Legouezigou, J-G. Provost, P. Gallion, B. Thedrez and G.-H. Duan, "Generation of 40 GHz short pulses with high extinction ratio using a polarisation insensitive multi-section self-pulsating DBR laser", *European Semiconductor Laser Workshop (ESLW)*, paper No. 4, Session III, Glasgow, September 2005.

B. Lavigne, J. Renaudier, F. Lelarge, O. Le Gouezigou, H. Gariah, G.-H. Duan et S. Bigo, "OSNR and jitter tolerant all-optical clock recovery at 40 Gbit/s using a quantum-dots based self-pulsating laser", *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, paper OThG5, Anaheim, March 2006.

Posters

J.Renaudier, B. Martin, F. Pommereau, H. Debregeas-Sillard, F. Poingt, C. Cuisin, F. Lelarge, F. Martin, O. Le Gouezigou, G.-H. Duan et P. Gallion, "Caractérisation de lasers autopulsants à réflecteur de Bragg distribué pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gbit/s", *Journées nationales de l'optique guidée (JNOG)*, article A04, pp. 173-175, Paris, Octobre 2004.

J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, O. Le Gouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, A. Accard, C. Gosset, J.-L. Oudar, P. Gallion, and G.-H. Duan, "Active and passive mode-locking in buried ridge mode-locked quantum dots Fabry-Perot semiconductor lasers", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper We4.P.035, Glasgow, September 2005.